PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 13. 1. Juli 1906. 7. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 14 am 4. Juli 1906.

INHALT.

Originalmitteilungen:

H. Th. Simon, Zur Theorie des selbsttönenden Lichtbogens. S. 433.

J. Elster u. H. Geitel, Beiträge zur Kenntnis der Radioaktivität des Thoriums. S. 445.

W. H. Bragg, Über die α-Strahlen des Radiums. S. 452.

H. M. Dadourian, Die Radioaktivität von Thorium. S. 453.

O. Hahn, Über einige Eigenschaften der α-Strahlen des Radiothoriums. II. S. 456.

E. Bose, Nachtrag zu meiner vorläufigen Mitteilung: Über Widerstandsänderungen dünner Metallschichten durch Influenz. S. 462.

P. B. Pentscheff, Über den Spannungsabfall in der positiven Schicht in Wasserstoff. S. 463.

J. K. A. W. Salomonson, Die Messung von schwachen Wechselströmen. S. 463.

K. Honda u. T. Terada, Die Wirkungen der Spannung auf die Magnetisierung und ihre wechselseitigen Beziehungen zur Änderung der elastischen Konstanten durch die Magnetisierung. S. 465.

E. Grimsehl, Vorlesungsversuche zur Bestimmung des Verhältnisses der Lichtgeschwindigkeit in Luft und in anderen brechenden Substanzen. S. 472.

R. W. Wood, Fluoreszenz und Lambertsches Gesetz. S. 475.

Besprechungen:

Deutscher Kamera-Almanach 1906. S. 479.

K. Rösen, Grundzüge der Physik. S. 479.

Handbuch der Physik:
IVII. V1. Elektrizität und Magnetismus I, II. S. 480.
VI. Optik. S. 480.

Personalien. S. 480.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Theorie des selbsttönenden Lichtbogens.

Von Herm. Th. Simon.

1. El. Thomson[1]), Duddell[2]) und Peukert[3]) haben gezeigt, daß ein Gleichstromlichtbogen zwischen Homogenkohlen imstande ist, in einem ihm parallel geschalteten schwingungsfähigen System aus Selbstinduktion L_2 und Kapazität C_2 (siehe Fig. 1) dauernd ungedämpfte Schwingungen zu unterhalten. Die physikalische Rolle, die der Lichtbogen dabei zu erfüllen hat, ist, dafür zu sorgen, daß die in dem Schwingungskreise durch den Ohmschen Widerstand usw. veranlaßten Energieverluste automatisch aus dem Lichtbogenkreise wieder ersetzt werden. Dadurch wird die beim Anlegen eines $C_2 L_2$-Systems an die Lichtbogenspannung E_2 entstehende gedämpfte Ladungsschwingung zu einer fortdauernden ungedämpften Schwingung, ebenso wie die an sich gedämpfte Schwingung einer Orgelpfeife durch den Anblasemechanismus, die einer Violinsaite durch das Streichen mit dem Violinbogen in eine ungedämpfte Schwingung verwandelt wird.

Das Schaltungsschema des selbsttönenden Lichtbogens ist in Fig. 1 gegeben. Die Numerierung der Zweige gibt die Indices, mit denen in den folgenden Betrachtungen dazugehörige Größen bezeichnet werden sollen.

Die Differentialgleichung der Ladungsschwingung des $L_2 C_2$-Systems, welches an eine konstante Spannung E_2 angelegt wird, lautet

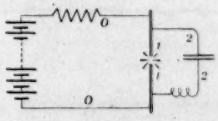


Fig. 1.

$$E_2 = i_2 w_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{\int i_2 dt}{C_2}.$$

Sie liefert das Integral

$$i_2 = \frac{2 C_2 E_2}{\sqrt{4 L_2 C_2 - w_2^2 C_2^2}} \varepsilon^{-\frac{w_2}{2 L_2} t} \sin \frac{\sqrt{4 L_2 C_2 - w_2^2 C_2^2}}{2 L_2 C_2} t.$$

Um die durch diese Gleichung dargestellte gedämpfte Schwingung in eine ungedämpfte zu verwandeln, ist rechts mit

$$\varepsilon^{\frac{c}{2 L_2} t}$$

zu multiplizieren, was einer Differentialgleichung

$$e_2 = E_2 + c i_2 = i_2 w_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{\int i_2 dt}{C_2}$$

entspricht.

Man kann also sagen: Der selbsttönende Lichtbogen verhält sich als Bestandteil des Schwingungskreises 2 so, als hätte er einen „negativen Widerstand"; oder als entwickele er eine dem im Parallelkreise 2 fließenden Strome i_2 proportionale E.M.K. $e'_2 = c i_2$, deren Energie $c i_2^2$ die Verluste an Joulescher Wärme $i_2^2 w$ kompensiert. Duddell[1]) hat für den Fall sehr kleiner Schwingungen gezeigt, daß der Lichtbogen dazu die Bedingungen erfüllen muß

$$\frac{de_1}{di_1} < 1 \text{ und } \left|\frac{de_1}{di_1}\right| \geq w.$$

1) The Electrician **46**, 477, 1901.
2) W. Duddell, The Electrician **46**, 269 u. 310, 1900 (Referat: Diese Zeitschrift **2**, 425 u. 440, 1901).
3) W. Peukert, E.T.Z. **22**, 467, 1901.

1) W. Duddell, l. c.

Nennt man $\frac{de_1}{di_1}$ den Widerstand des Lichtbogens, so heißt das in Worten (was auch aus der obigen Gleichung abgelesen werden kann): der Lichtbogenwiderstand muß negativ sein und seinem numerischen Betrage nach größer oder wenigstens gleich groß wie der Ohmsche Widerstand des Schwingungskreises. Dabei ist die Annahme gemacht, daß i_0 bei der Schwingung konstant $= \mathfrak{J}_0$ ist, eine Bedingung, die Duddell durch großen Vorschaltwiderstand R_0 und entsprechend große Betriebsspannung erfüllt, die sich aber auch ebenso gut oder besser durch vorgeschaltete große Selbstinduktion L_0 erreichen läßt.

Es ist für die folgenden Betrachtungen wichtig, zu wissen, inwieweit praktisch diese Bedingung $i_0 = \mathfrak{J}_0 = \text{const.}$ erfüllt werden kann. Darum wurde in Fig. 2 mit Hilfe eines Oszillo-

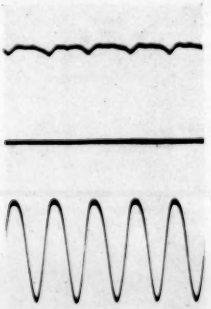


Fig. 2.

graphen der Verlauf von i_0 und gleichzeitig i_1 aufgenommen. Fig. 2 ist mit etwa 60 Ω Vorschaltwiderstand, aber ohne vorgeschaltete Selbstinduktion L_0 aufgenommen. Man erkennt, daß die Schwankungen von i_0 sehr klein sind. Durch Selbstinduktion L_0 können sie beliebig unterdrückt werden, wie analoge Aufnahmen mit L_0 zeigten. Wird weder großes w_0 noch großes L_0 gewählt, so ist $i_0 = \text{const.}$ allerdings nicht entfernt erfüllt.

2. Allgemeiner lassen sich die Bedingungen, die der Lichtbogen erfüllen muß, um dauernde Schwingungen im Parallelkreise 2 zu unterhalten, folgendermaßen formulieren:

Die Schwingung läßt sich stets in der Form

$$i_2 = \sum_1^\infty \mathfrak{J}_\nu \sin(2\pi\nu t + \varphi_\nu)$$

ausdrücken. Da nach Voraussetzung

$$i_1 = \mathfrak{J}_0 - i_2,$$

so ist

$$i_1 = \mathfrak{J}_0 - \sum_1^\infty \mathfrak{J}_\nu \sin(2\pi\nu t + \varphi_\nu) = \mathfrak{J}_0 + i_1'.$$

Die E.M.K. $e_2 = E_2 + c\,i_2 = E_2 + e'_2$ wird nach der allgemeinen Wechselstromtheorie eine solche Schwingung dann stationär unterhalten, wenn e'_2 von der Form

$$\sum_1^\infty E_\nu \sin(2\pi\nu t + \psi_\nu) \text{ ist.}$$

Setzt man hiermit die Energiegleichung

$$E_2 i_2\,dt + e'_2 i_2\,dt = i_2^2 w_2\,dt + L_2 i_2 \frac{di_2}{dt}\,dt + i_2\,dt\frac{\int i_2\,dt}{C_2}$$

an und integriert über eine ganze Periode T, so ergibt sich links die während einer Periode zur Unterhaltung der Schwingung geleistete Arbeit, rechts die im Nebenschlußkreise verbrauchte. Dabei ist

$$\int_0^T E_2 i_2\,dt = 0.$$

Ebenso

$$\int_0^T L_2 i_2 \frac{di_2}{dt}\,dt = 0$$

und

$$\int_0^T i_2\,dt \frac{\int_0^T i_2\,dt}{C_2} = 0,$$

da das magnetische und elektrische Feld in der einen Halbperiode ebensoviel Energie an den Stromkreis zurückliefert, als der Stromkreis in der vergangenen zur Ausbildung der Felder aufwenden mußte.

Somit bleibt, wenn der Lichtbogen dauernde Schwingungen liefert, die Bedingung

$$\int_0^T e'_2 i_2\,dt = \int_0^T i_2^2 w_2\,dt. \qquad (1)$$

Da die rechte Seite stets positiv ist, so folgt, daß beim selbsttönenden Lichtbogen

$$\int_0^T e'_2 i_2\,dt \text{ stets} > 0 \qquad (1a)$$

und

$$\left|\int_0^T e'_2 i_2\,dt\right| = \left|\int_0^T i_2^2 w\,dt\right| \quad \text{sein muß;} \qquad (1b)$$

d. h. die während einer Periode in den Schwingungskreis gelieferte Arbeit muß positiv und ihrem absoluten Betrage nach so groß sein wie die während einer Periode auftretenden Energieverluste.

Die von der Spannung e_2 während einer Periode im Lichtbogen verbrauchte Arbeit ist

$$\int_0^T e_2 i_1\,dt = \int_0^T (E_0 + e'_2)(\mathfrak{J}_0 + i'_1)\,dt = \int_0^T e'_2 i'_1\,dt =$$

$$-\int_0^T e'_2 i_2\,dt, \text{ da } i_1' = -i_2 \text{ ist;}$$

d. h. sie ist der im Schwingungskreise verbrauchten gleich, aber von entgegengesetztem Vorzeichen. Die in den Schwingungskreis

hineingelieferte Energie wird also scheinbar im Lichtbogen erzeugt. Und als Bedingung des Schwingungsphänomens kann man auch formulieren:

$$\int_0^T e'_2 i'_1 dt < 0 \qquad (2a)$$

$$\left| \int_0^T e'_2 i'_1 dt \right| = \left| \int_0^T i_2^2 w dt \right| \qquad (2b)$$

Wenn e'_2 und i'_1 nicht allzusehr von der Sinusform abweichen, kann man sie durch die sogenannte äquivalente Sinuslinie ersetzen und erhält in der Beziehung (2a) für das Integral der linken Seite

$$E'_{2\,eff} J'_{1\,eff} \cdot f,$$

wo f der Leistungsfaktor heißt. Für den Fall, daß sowohl e_2, wie i_1' rein harmonisch verlaufen, wird $f = \cos\varphi$, wo φ die Phasenverschiebung zwischen e'_2 und i'_1, d. h. zwischen der während der Schwingungen über die Lichtbogengleichspannung übergelagerten sinusförmigen Spannung und dem infolge der Schwingungen über den Lichtbogengleichstrom übergelagerten Sinusstrome bedeutet. Wenn die Schwingungen bestehen, muß also nach den oben abgeleiteten Bedingungen dieses φ jedenfalls zwischen 90 und 270° liegen. Es wird um so näher bei 180° liegen müssen, je größer w_2 ist.

3. Die unter 1. und 2. gegebenen Erörterungen sind rein elektrodynamischer Art und gelten ganz allgemein für jeden Leiter, nicht nur für den Lichtbogen. Sie sagen aus, daß ein Leiter, der im Nebenschlußkreise Schwingungen unterhalten kann, mit zunehmendem Strome seinen Spannungsabfall verkleinert, mit abnehmendem vergrößert. Stellt man das Verhalten eines Leiters im Stromkreise durch seine Charakteristik, d. h. die graphische Beziehung zwischen seinem Strom und seiner Spannung dar, so kommt man demnach zu dem früher von Reich und mir ausgesprochenen Satze[1]):

Jeder Leiter mit fallender Charakteristik ist imstande, in einem parallel geschalteten schwingungsfähigen Systeme dauernd Schwingungen zu unterhalten.

Eine Theorie des selbsttönenden Lichtbogens schließt sich daher eng an die Beantwortung der Frage an, welchen Verlauf die Charakteristik des Lichtbogens hat.

Beim Gleichstromlichtbogen weiß man seit lange, daß die Charakteristik eine fallende ist. Mit der Stromstärke selbst wächst die Leitfähigkeit der Lichtbogengase so stark, daß er bei größeren Stromstärken kleineren Spannungsabfall als bei kleineren Stromstärken erzeugt.

Legt man diese Gleichstromcharakteristik, wie es bisher geschah, den Betrachtungen über den selbsttönenden Lichtbogen zugrunde, so erhält man zwar eine Erklärung, daß das Phänomen bestehen kann. Auch sieht man ein, warum in den Gegenden kleinerer Stromstärke (also mit großer Betriebsspannung und vielem Vorschaltwiderstand), wo das Gefälle der Charakteristik viel größer ist, wie bei größeren Stromstärken, das Phänomen leichter zu erhalten ist. Dagegen versagt diese Betrachtung bei der Erklärung vieler anderer Tatsachen, von denen folgende teils bekannte, teils leicht zu beobachtende hervorgehoben seien:

a) Nur Homogenkohlen zeigen die Fähigkeit, Schwingungen zu erregen, obwohl auch Dochtkohlen fallende Charakteristik haben.

b) Die Frequenz der erregten Schwingungen wird von C_2 und L_2 des Schwingungskreises bestimmt, sie wächst mit abnehmendem $C_2 L_2$ ungefähr nach dem Gesetze

$$n = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_2 C_2}}, \qquad (3)$$

doch wächst sie unter sonst gleichen Umständen

α) mit abnehmender Bogenlänge,

β) mit zunehmender Betriebsstromstärke.

c) Wird n durch Verkleinern von C_2 und L_2 mehr und mehr gesteigert, so gelangt man schließlich an eine Grenze, wo der Lichtbogen keine Schwingungen mehr erregt. Dieselbe liegt etwa bei $n = 40000$.[1])

Für das Gebiet der elektrischen Schwingungen und der drahtlosen Telegraphie ist aber gerade die Erzeugung ungedämpfter Schwingungen höherer Frequenz von allergrößtem Interesse.[2]) Von einer Theorie, die über die Ursachen Aufschluß gibt, die die Steigerung der Frequenz beim selbsttönenden Lichtbogen begrenzen, sind aber auch Hinweise zu erwarten, auf welchem Wege sich etwa diese Grenze überschreiten lassen wird.

4. Diese Theorie des selbsttönenden Lichtbogens, die allen Tatsachen gerecht wird, ergibt sich auf Grund einer allgemeinen Untersuchung, die ich vor einiger Zeit über die Dynamik der Lichtbogenvorgänge veröffentlicht habe.[3]) In dieser Untersuchung ist gezeigt, daß die dynamische Charakteristik eines Lichtbogens, das ist die Charakteristik bei Wechselstromvorgängen im Lichtbogen anders verläuft, als die bei Gleichstrom ermittelte statische; daß nämlich die Wechselstromcharakteristik bei sinkender Stromstärke mit niedrigeren Spannungswerten verläuft, als die bei wachsender;

1) H. Th. Simon u. M. Reich, diese Zeitschrift **3**, 278, 1902.

1) Vgl. indesssen K. A. Wertheim-Salomonson, Versl. K. Ak. van Wet. 381, 1902/03 und Beibl. **27**, 792, 1903.

2) Vgl. H. Th. Simon u. M. Reich, diese Zeitschr. **3**, 278, 1902; **4**, 364, 1903 u. H. Th. Simon, diese Zeitschr. **4**, 737, 1903.

3) H. Th. Simon, diese Zeitschr. **6**, 297, 1905.

daß dieses von mir als Lichtbogenhystereris bezeichnete Phänomen in scheinbar komplizierter Abhängigkeit steht von Lichtbogenlänge, Elektrodenmaterial, Natur des umgebenden Gases, maximaler Stromstärke, Form und Frequenz des Wechselstroms usw. Es gelang mir, eine Theorie dieses Verhaltens zu geben, die die beobachteten Tatsachen in sehr befriedigender Weise beschreibt und eine große Zahl von bisher nicht aufgeklärten Vorgängen am Lichtbogen exakt erklärt. Schon dort habe ich kurz angedeutet, daß auch die Vorgänge am selbsttönenden Lichtbogen durch die Lichtbogenhysteresis ihre Erklärung finden. In den folgenden Erörterungen soll das genauer ausgeführt werden; sie schließen sich daher eng an jene Untersuchungen an.

5. Mit Hilfe eines Duddellschen Hochfrequenzoszillographen wurden die Strom- und Spannungskurven am selbsttönenden Lichtbogen ermittelt und daraus die entsprechenden Lichtbogencharakteristiken konstruiert. Das Schaltungsschema für diese Aufnahmen ist in Fig. 3 skizziert.

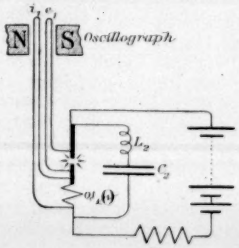


Fig. 3.

Platte 35, 56 und 61 sind als Typen der erhaltenen Strom- und Spannungskurven in Fig. 4—6 reproduziert.

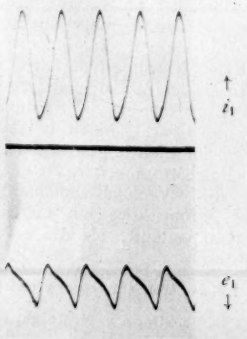


Fig. 4.

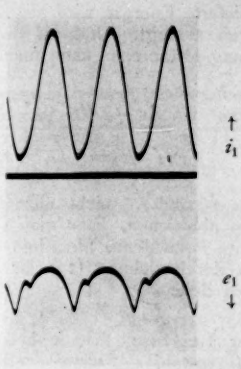


Fig. 5.

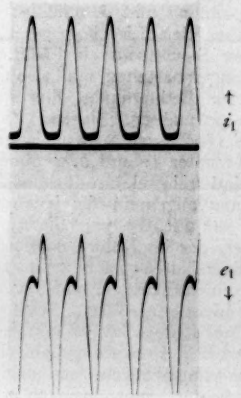


Fig. 6.

Fig. 7 gibt die durch Ausmessung von Platte 61 gewonnenen Kurven quantitativ, und zwar ist außer der e_1- und i_1-Kurve auch noch die $e_1 i_1$-Kurve für spätere Benutzung aufgetragen.

Für den endgültigen Zustand des selbsttönenden Lichtbogens zeigen diese Kurven folgende typische Kennzeichen:

Der aus dem Nebenschlußkreise fließende Wechselstrom (i_2) lagert sich im Lichtbogen über den konstanten Lichtbogenstrom ($\mathfrak{J}_0$), so daß im Lichtbogen ein „Wellenstrom" fließt. Der Wechselstromanteil (i'_1) dieses Wellenstromes hat gegen den Wechselstrom des Nebenschlußkreises eine Phasenverschiebung von etwa 180°, d. h. er wächst, wenn dieser fällt und umgekehrt,

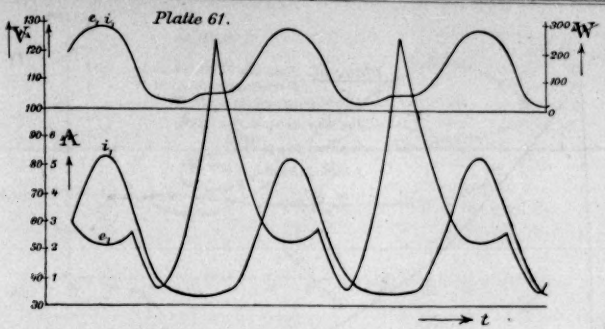


Fig. 7.

wie es oben durch die elektrodynamische Diskussion gefordert wurde. In Fig. 8 ist eine Aufnahme des Stromverlaufes im Lichtbogen und im

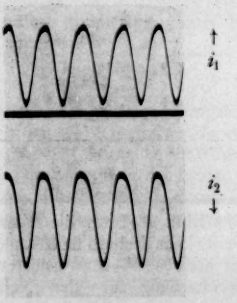


Fig. 8.

Nebenschlußkreise reproduziert, die dieses Verhalten näher illustriert. Die Nulllinie des Lichtbogenstromes i_1 ist um 10 mm nach unten verlegt. Die Nulllinie des Nebenschlußstromes i_2 ist um 10 mm nach oben verlegt.

Fig. 9 ist die aus Platte 35,

Fig. 10 die aus Platte 61 konstruierte Charakteristik.

In der ersteren ist angedeutet, wie sich die hier erhaltenen Charakteristiken den für Wechselstromlichtbögen erhaltenen Formen anpassen.[1])

Man sieht, daß auch hier die Lichtbogenspannung mit wachsendem Strome auf höheren Werten verläuft, wie mit sinkender, und daß auch hier die Charakteristik eine Hysteresisschleife bildet. Der Vorgang verläuft periodisch folgendermaßen:

Nachdem der Strom i_2 im Nebenschlußkreise sein Minimum, der Lichtbogenstrom i_1

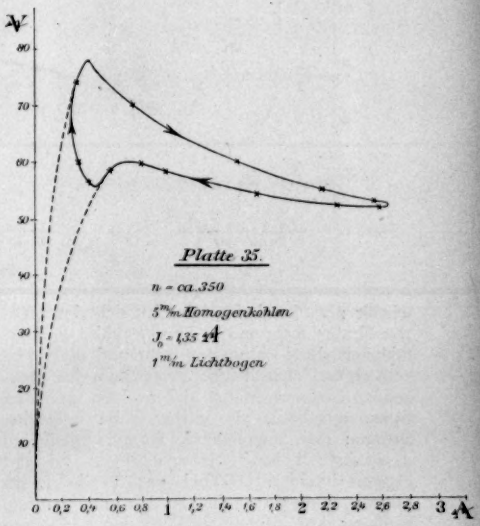


Fig. 9.

also sein Maximum (Fig. 10, Punkt A der Charakteristik) überschritten hat, wird der Lichtbogenstrom rasch kleiner, weil der Nebenschluß jetzt die Stromzufuhr aufnimmt und zur Aufladung seiner Kapazität verwendet. Da der negative Krater seinen beim Strommaximum erreichten weißglühenden Zustand nur langsam verliert, so läßt er auch während der Stromabnahme noch leicht Elektronen austreten, die Leitfähigkeit des Lichtbogens bleibt groß, und der Spannungsabfall auf dem Lichtbogen bleibt auf kleinem Betrage. Die Lichtbogenspannung verläuft auf den relativ niedrigen Werten des Astes $A\,B\,C$ der Schleife. Allmählich, nachdem der Nebenschlußstrom sein Maximum erreicht hat (C), nimmt die Stromzufuhr zum Lichtbogen

1) H. Th. Simon, l. c.

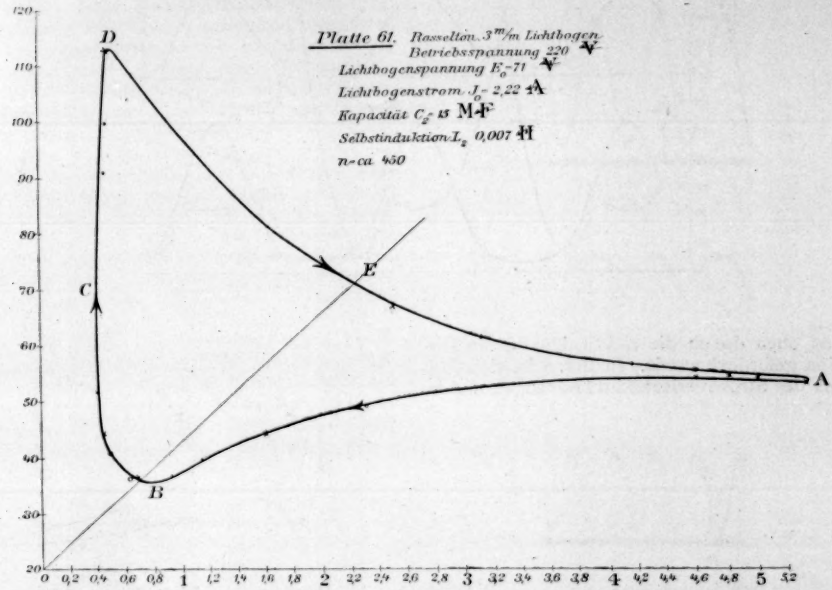


Fig. 10.

wieder zu. Inzwischen aber hat sich der negative Krater mehr und mehr abgekühlt, die Leitfähigkeit des Lichtbogens mehr und mehr verschlechtert. Die gleiche Stromstärke des wachsenden Stromes erfährt daher einen größeren Spannungsabfall, als vorher beim fallenden Strome; der anwachsende Strom verläuft auf dem Aste höherer Spannungen *CDA* der Hysteresisschleife. Dabei wächst die Lichtbogenspannung zunächst an, bis die unter dem Einflusse des Spannungsgefälles den Elektronen erteilte lebendige Kraft ausreicht, durch Ionenstoß die Leitfähigkeit und damit die Stromstärke so zu vergrößern, daß die Kathode wieder in Weißglut versetzt wird (Punkt *D* der Charakteristik). Von da ab fällt dann bei weiter wachsendem Strome die Spannung schnell wieder ab. Ist die Kapazität des Nebenschlußkreises vollgeladen (*E*), so beginnt sie sich rückwärts durch den Lichtbogen wieder zu entladen und vergrößert wieder den Lichtbogenstrom, bis mit der völligen Entladung der Kapazität das Strommaximum im Lichtbogen erreicht ist (*A*) und der Vorgang von neuem beginnt.

Man sieht, daß in allen Fällen vorwiegend „fallende" Charakteristik vorhanden ist, daß aber die Hysteresis auch Strecken wachsender Charakteristik hereinbringt (*CD* und *AB*). Solange ihr Einfluß gegen die fallenden Strecken zurücktritt, kann deshalb trotzdem die Bedingung 1 erfüllt bleiben, obschon „steigende" Strecken Energieentziehung für den Nebenschlußkreis bedeuten.

Die Energieverhältnisse können übrigens an der *ei*-Charakteristik nicht übersehen werden. Dagegen kann man sich Aufschluß hierüber und zugleich eine Anschauung der durch Gl. 1 dargestellten Bedingung verschaffen durch eine graphische Darstellung, die im Verfolge einer auf meine Anregung unternommenen Untersuchung[1]) über die Entstehungsbedingungen von dauernden Schwingungen Herr H. Barkhausen erdacht hat. Nimmt man mit Hilfe des Doppeloszillographen die Spannungskurve des selbsttönenden Lichtbogens e_2 und der Kapazität C_2 des Schwingungskreises e_C auf und trägt als Abszissen die letztere, als Ordinaten die zugehörigen e_2-Werte auf, so erhält man eine Kurve, deren Inhalt direkt

$$\int_0^T e_2\, i_2\, dt$$

proportional ist.

1) Über dieselbe wird an anderer Stelle ausführlich berichtet werden.

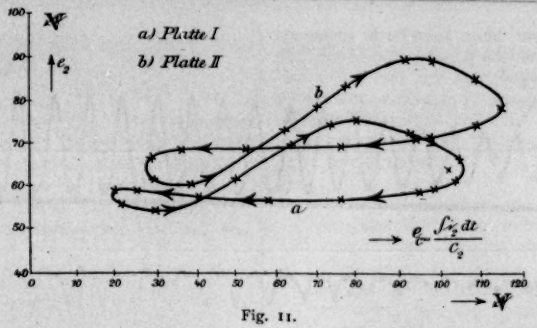


Fig. 11.

Denn

$$e_C = \frac{1}{C_2} \int i_2 dt; \qquad de_C = \frac{1}{C_2} i_2 dt$$

$$e_2 de_C = \frac{e_2 i_2 dt}{C_2} = \frac{(E_2 + e'_2) i_2 dt}{C_2}.$$

Die Integration über eine ganze Periode liefert eine Fläche, die

$$= \frac{1}{C_2} \int e'_2 i_2 dt$$

ist. Flächenstücke, deren Begrenzungslinie bei der Integration im Uhrzeigersinne durchlaufen wird, sind positiv und bedeuten eine ihrem Inhalte proportionale Energieeinwanderung in den Nebenschlußkreis, Flächenstücke, deren Begrenzungslinie bei der Integration entgegen dem Uhrzeigersinne durchlaufen wird, sind negativ und bedeuten eine ihrem Inhalte proportionale Auswanderung. Die Bedingungen 1 sagen demnach aus, daß die Flächen ersterer Art diejenigen letzterer Art überwiegen, d. h. daß im ganzen mehr Energie in den Kreis hinein-, wie aus ihm herauswandert. Ferner muß der absolute Betrag des Überschusses an Flächen ersterer Art, als Energie ausgewertet, gleich sein der während einer Periode im Nebenschlußkreise verbrauchten Energie.

Fig. 11 zeigt einige der aus solchen oszillographischen Aufnahmen von e_2 und e_C konstruierten Energieflächen, die das oben Gesagte bestätigen.[1])

6. Eine weitere Versuchsreihe wurde gemacht, um den Prozeß der Ausbildung der Schwingungen zu verfolgen. Nachdem die Versuchsbedingungen so gewählt waren, daß beim Anlegen des Nebenschlußkreises der Ton regelmäßig einsetzte, wurde das Einsetzen oszillographisch registriert. Fig. 12 zeigt das Resultat. Man sieht, wie Strom und Spannung mit kleinen Amplituden beginnen und zu einem

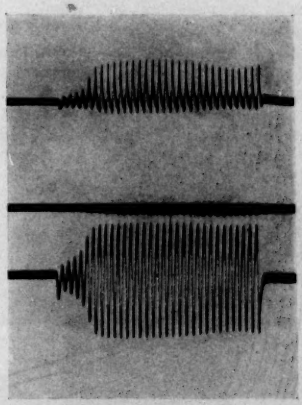


Fig. 12.

Grenzwerte anwachsen. Daß in Fig. 12 bei Anlegen des Nebenschlußkreises der Strom im Lichtbogen zunächst wächst, ist ein Zufall. Da der Nebenschluß periodisch an- und abgeschaltet wurde, so traf es sich zufällig, daß beim Abschalten die Kapazität gerade geladen war. So entlädt sie sich beim Wiederanlegen zunächst durch den Lichtbogen, ehe das Phänomen einsetzt. Ohne diesen Rückstand in der Kapazität zeigt der Lichtbogenstrom gleich nach dem Anlegen des Nebenschlusses natürlich fallende Stromstärke.

Zu einer quantitativen Analyse geeignet ist die in Fig. 13 reproduzierte Platte 26, auf der allerdings der erste Anfang der Schwingung nicht zu sehen ist. Fig. 14 gibt die Entstehungscharakteristik, die sich aus dieser Platte konstruieren läßt. Wenn der Kapazitätskreis an den Lichtbogen angelegt wird, beträgt dessen Spannung 68 Volt, seine Stromstärke 2,3 Amp. Nun verläuft folgender Prozeß:

Die Spannung von 68 Volt sucht die Kapazität aufzuladen; der Ladungsstrom muß wegen

1) Die hier skizzierte Methode ist einer sehr weitgehenden und fruchtbaren Anwendung zu oszillographischen Energiemessungen in Wechselstromkreisen fähig. Es soll darüber in einer besonderen Arbeit berichtet werden.

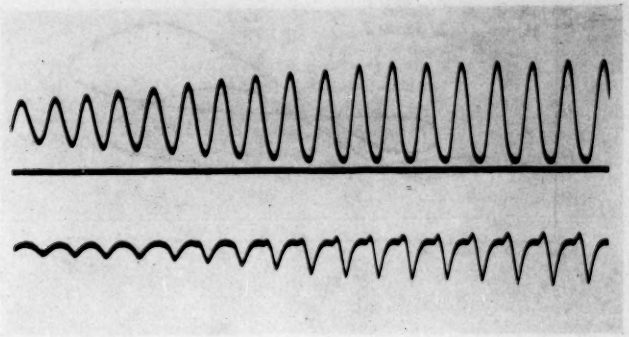


Fig. 13.

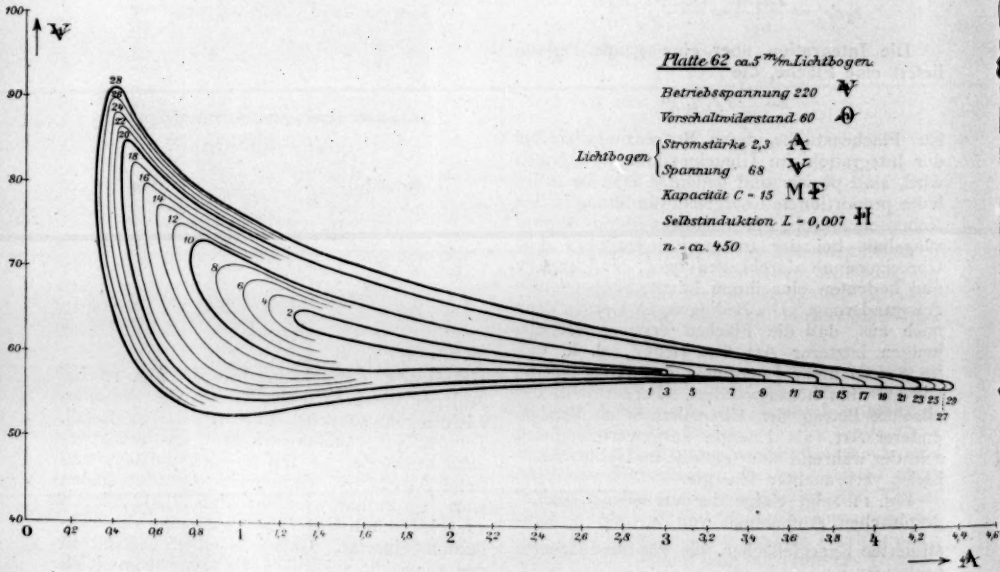


Fig 14.

der Selbstinduktion L_2 die Tendenz haben, nach einer gedämpften Sinusschwingung zu verlaufen. Da $\mathfrak{J}_0 = i_1 + i_2 = \text{const.}$, so wird derselbe dem Lichtbogenstrome entzogen, so daß dieser kleiner wird, und die Lichtbogenspannung von dem Werte 68 Volt aus auf einer, wie man sieht, fischblasenförmigen Hysteresisschleife zu verlaufen beginnt. (Punkt 1—3 der Fig. 14.)

Solange

$$\left| \int_0^T e'_2 \, i_2 \, dt \right| > \left| \int_0^T i_2^2 \, w_2 \, dt \right|$$

nimmt die Stromamplitude dauernd zu, die Fläche der Hysteresisschleife erweitert sich mehr und mehr (Punkt 3—29 der Fig. 14). Ihre allmähliche Deformation zu der endgültigen Form bewirkt dabei, wie man sieht, daß der Leistungsfaktor des linken Integrals mehr und mehr von 1 abweicht und numerisch kleiner wird. Mit wachsender Stromamplitude treten mehr und mehr im Aste fallenden Stromes „steigende", im Aste wachsenden Stromes „fallende" Strecken auf, d. h. Strecken, die zu

dem Integrale

$$\int_0^T e_2 i_2 \, dt$$

negative Anteile liefern.

Bei welcher Stromamplitude der stationäre Zustand erreicht wird, hängt von den besonderen Betriebsbedingungen ab. Das illustrieren die Aufnahmen Fig. 9 u. 10.

7. Fig. 15 stellt Strom und Spannung dar, wenn das Schwingungsphänomen dadurch ein-

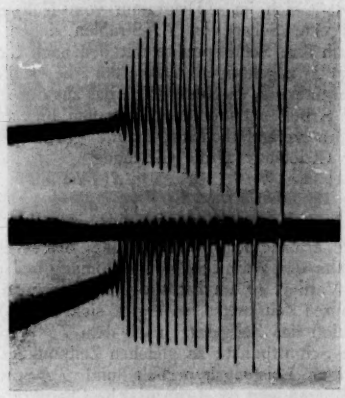


Fig. 15.

geleitet wird, daß man einem Gleichstromlichtbogen relativ großer Stromstärke den schwingungsfähigen Nebenschluß parallel legt und nun durch rasche Vergrößerung des Vorschaltwiderstandes die Stromstärke verringert. Bei großem Strome ist der Lichtbogen nicht imstande, die Schwingungen zu unterhalten. Bei einer bestimmten Stromstärke setzen die Schwingungen mit sehr kleiner Amplitude ein, um dann rasch zu wachsen. Dabei vollführt auch die Spannung mehr und mehr wachsende Schwingungen. Die Stromamplitude wird bald so groß, daß bei der Ladeschwingung der Lichtbogenstrom völlig verlöscht und die Entladeschwingung den Lichtbogen immer wieder neu „zünden" muß. Bis die Kapazität die dazu nötige Spannung erreicht, vergeht eine um so größere Zeit, je langsamer die Elektrizität aus der Betriebsquelle nachgeliefert wird, d. h. je kleiner J_0 ist. So werden, wie man sieht, mit kleiner werdendem J_0 die Schwingungszeiten immer größer, und wenn die Amplitude des Lichtbogens auf o heruntergegangen, die Zeiten der Stromlosigkeit immer länger. In diesen Zeiten kühlt sich die Kathode mehr und mehr ab, so daß immer höhere Zündspannungen erforderlich sind (die Charakteristik läuft über stets höhere Spannungsmaxima), bis schließlich die Zündspannung überhaupt nicht mehr erreicht wird, und der Lichtbogen verlöscht. Akustisch verhält sich dabei der Lichtbogen so, daß er zunächst mit weichem Flötentone einsetzt, dann in einen Flatterton übergeht, entsprechend der mehr und mehr von der Sinusform abweichenden Schwingungsform. Fig. 15 zeigt also folgende Tatsachen:

a) Je kleiner die Gleichstromstärke des Lichtbogens ist, desto höhere Schwingungsamplituden kommen unter sonst gleichen Bedingungen zustande.

b) Die Schwingungsamplitude kann größer werden, als die Gleichstromstärke J_0, dann muß die Schwingungsform mehr und mehr von der Sinusform abweichen.

c) Im letzteren Falle wird die Schwingungszahl mehr und mehr von der Betriebsstromstärke J_0 abhängig und zwar wächst T mit abnehmendem J_0, d. h. mit zunehmendem Vorschaltwiderstand.

8. Ein entsprechender Versuch über den Einfluß der Lichtbogenlänge ist mit Fig. 16

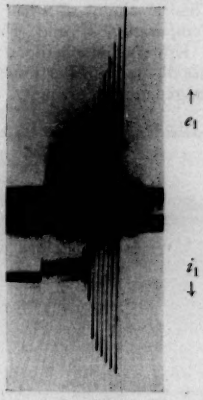


Fig. 16.

gemacht. Die Lichtbogenlänge wurde sehr klein gewählt bei einer Stromstärke, welche die Schwingungen eben noch nicht unterhalten konnte. Dann wurde schnell die Lichtbogenlänge vergrößert. Man erkennt: zunächst erregt die durch plötzliche Verlängerung des Lichtbogens erzeugte schnelle Änderung der Lichtbogenspannung eine gedämpfte Ladungsschwingung im Nebenschlußkreise, schließlich aber kommt man zu der Bedingung, bei der das Selbsttönen einsetzt. Die Amplituden vergrößern sich sehr schnell bis zum Werte J_0 und darüber, so daß auch hier die Schwingungszeiten größer und größer werden und der Lichtbogen schließlich erlischt.

Also:

d) Je länger der Lichtbogen unter sonst gleichen Umständen ist, desto besser ist er imstande, Schwingungen zu erregen, d. h. desto größer wird

$$\int_0^T e'_2 i_1 \, dt.$$

e) Die Schwingungszeit wächst mit zunehmender Bogenlänge.

Aus 7 und 8 zusammen kann man zusammenfassend die Sätze entnehmen,

f) die Schwingungszeit wächst mit zunehmender Stromamplitude,

g) je größer das Gefälle der Gleichstromcharakteristik ist an der Stelle, wo der zur Schwingungserregung benutzte Gleichstromlichtbogen brennt, desto besser ist dieser geeignet, die Schwingungen zu erregen und desto größere Amplituden erregt er.

9. Alle diese Tatsachen werden durch die von mir gegebene Theorie der Lichtbogenhysteresis eindeutig erklärt[1]):

Diese Theorie nimmt an, daß das Produkt TF aus Temperatur T und Fläche F des negativen Kraters entscheidend ist für den Spannungsabfall, den ein bestimmter Strom auf einer Lichtbogenstrecke erzeugt. Beim Gleichstromlichtbogen stellt sich TF in erster Annäherung dar als ein Gleichgewicht zwischen der ei proportionalen Wärmezufuhr und den durch die charakteristische Konstante W (pro Sekunde und Einheit von TF weggeleitete Wärme) gemessenen Verlust $W(TF)$, durch die Beziehung

$$ei = W(TF) \qquad (4)$$

bestimmt.

Kennt man die Widerstände des Lichtbogens, die zu den verschiedenen TF-Werten gehören, so läßt sich im ei-Diagramm vom Nullpunkte aus eine Schar von TF-Strahlen ziehen, die durch ihre Schnittpunkte mit den nach Gleichung 4 zugehörigen ei-Werten die statische Charakteristik ergeben. (Vgl. das aus der zitierten Arbeit entnommene Diagramm Fig. 17.)

Im veränderlichen Zustande gilt an Stelle der Gleichung (4) die Gleichung

$$ei = W(TF) + L\frac{d(TF)}{dt}, \qquad (5)$$

wo das zweite Glied die bei Veränderung von TF erforderliche Veränderung des Wärmeinhalts der Wärmeableitungsströmung bedeutet.

Variiert ei am Lichtbogen nach einem bekannten Zeitgesetze, so ergibt sich durch Integration das Zeitgesetz, nach dem TF variiert. Die Schnittpunkte zu gleichen Zeitpunkten gehöriger Leistungshyperbeln und TF-Strahlen definieren jetzt die dynamische Charakteristik.

1) H. Th. Simon, l. c.

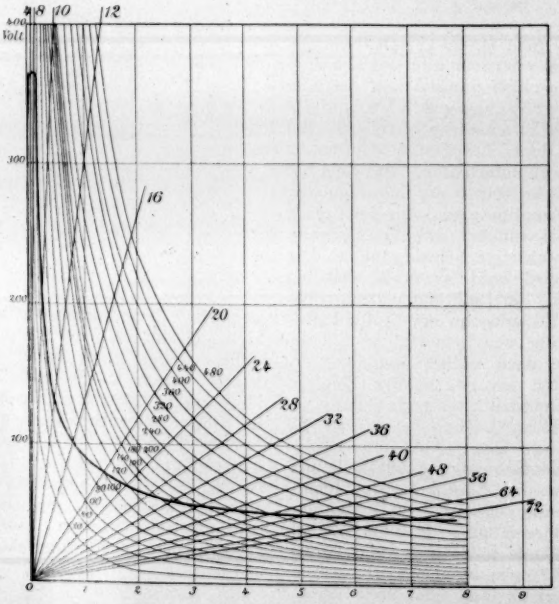


Fig. 17.

10. In erster Annäherung kann angenommen werden, daß beim selbsttönenden Lichtbogen ei nach dem Gesetze

$$ei = A + B \sin \omega t \qquad (6)$$

variiert, denn in erster Annäherung ist der Lichtbogenstrom

$$i_1 = \mathfrak{J}_0 + \mathfrak{J}_1' \sin \omega t,$$

die Lichtbogenspannung

$$e_1 = E_0 + E'_1 \sin(\omega t + 180) = E_0 - E_1' \sin \omega t,$$

also ist ei in erster Annäherung

$$= E_0 \mathfrak{J}_0 + (E_0 \mathfrak{J}_1' - E_1' \mathfrak{J}_0) \sin \omega t - E_1' \mathfrak{J}_1' \sin^2 \omega t.$$

Zeichnet man sich, wie z. B. in Fig. 7 geschehen, die $e_1 i_1$-Kurve, so erkennt man, daß offenbar das zweite Glied der obigen Gleichung stark vor dem dritten prävaliert und daß man in erster Annäherung setzen darf

$$ei = A + B \sin \omega t,$$

wo infolge des über das zweite Glied mit $\sin \omega t$ übergelagerten dritten Gliedes mit $\sin^2 \omega t$ A etwas kleiner ist als $E_0 \mathfrak{J}_0$.

Also hat man

$$A + B \sin \omega t = W(TF) + L \frac{\partial (TF)}{\partial t} \qquad (7)$$

zu integrieren.

Man erhält

$$tf = T_0 F_0 + \frac{\frac{B}{W}}{\sqrt{1 + \frac{\omega^2 L^2}{W^2}}} \sin(\omega t - \varphi) + K \varepsilon^{-\frac{W}{L} t},$$

wo $\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{W}$ ist. D. h. zwingt man einem Lichtbogen eine um einen konstanten Wert sinusförmig pulsierende Leistung auf, so vollführt nach einiger Zeit das Produkt tf um den durch $T_0 F_0 = \frac{A}{W}$ definierten konstanten Wert sinusförmig hin- und hergehende Schwingungen, mit einer Amplitude, die durch

$$\frac{\frac{B}{W}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega L}{W}\right)^2}},$$

einer Phasenverzögerung, die durch

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{W}$$

bestimmt ist.

Unter Zugrundelegung der durch die Ayrtonsche Beziehung $ei = 40 + 46i$ definierten statischen Charakteristik eines 1 mm Lichtbogens aus Homogenkohlen (Fig. 17) ist im folgenden die Rechnung und Konstruktion für einige Fälle durchgeführt.

a) Abhängigkeit von der Stelle der statischen Charakteristik, an welcher der verwendete Gleichstromlichtbogen betrieben wird:

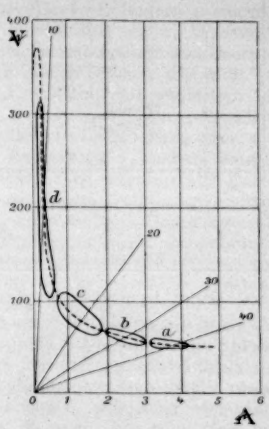


Fig. 18.

$W = 5$; $\frac{W}{L} = 3000$; $\omega = 3000$; $\operatorname{tg} \varphi = 1$; $\varphi = 45^0$

$$ei = A + 30 \sin(3000\, t)$$

$$tf = T_0 F_0 + 4{,}25 \sin(3000\, t - 45^0)$$

a) $A = 200$; $T_0 F_0 = 40$.
b) $A = 150$; $T_0 F_0 = 30$,
c) $A = 100$; $T_0 F_0 = 20$,
d) $A = 50$; $T_0 F_0 = 10$,

Man erkennt, daß der „fallende Charakter" der dynamischen Charakteristiken unter sonst gleichen Umständen um so ausgeprägter ist, je kleiner die Betriebsstromstärke des verwendeten Lichtbogens ist. Daraus entnimmt man in Übereinstimmung mit der Erfahrung: der Lichtbogen zeigt das Phänomen des Selbsttönens erst unterhalb einer gewissen Stromstärke (im vorliegenden Falle etwa unterhalb 3 Amp.). Er erregt die Schwingungen um so lebhafter, je kleiner die Stromstärke wird, d. h. mit je höheren Betriebsspannungen (und entsprechend großen Vorschaltwiderständen) man arbeitet. Eine Verringerung der Stromstärke muß schließlich Schwingungsamplituden erregen, die größer sind wie die Betriebsstromstärke des Gleichstromlichtbogens; dann muß das unter § 7 beschriebene und bei kleineren Stromstärken stets zu beobachtende Auslöschen unter Auftreten von Flattertönen eintreten.

b) Abhängigkeit von der Frequenz. (Fig. 19.)

$W = 5$; $\frac{W}{L} = 3000$;

$ei = 150 + 30 \sin \omega t$; $T_0 F_0 = 30$.

a) $\omega = 1000$; $\operatorname{tg} \varphi = 0{,}33$; $\varphi = 20$;
$tf = 30 + 6 \sin(1000\, t - 20^0)$.

b) $\omega = 3000$; $\operatorname{tg} \varphi = 1$; $\varphi = 45$;
$tf = 30 + 4{,}25 \sin(3000\, t = 45^0)$.

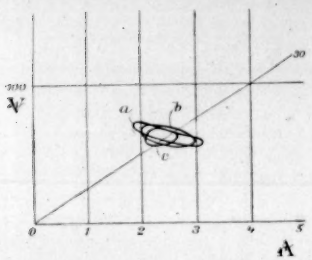


Fig. 19.

c) $\omega = 6000$; $\operatorname{tg}\varphi = 2$; $\varphi = 60$;

$$tf = 30 + 2{,}23 \sin (6000\, t - 60^0).$$

Man sieht: mit wachsender Frequenz dreht sich die charakteristische Schleife mehr und mehr in dem Sinne, daß die fallende Tendenz in eine steigende übergeht. Darum kann der Lichtbogen Schwingungen oberhalb einer bestimmten Frequenz nicht erzeugen. Diese Grenzfrequenz liegt um so höher, je kleiner die Betriebsstromstärke gewählt wird. Die Aussicht, hohe Frequenzen zu erreichen, ist (in Übereinstimmung mit der Erfahrung) um so größer, mit je kleineren Lichtbogenstromstärken, also mit um so höheren Betriebsspannungen man arbeitet.

c) Abhängigkeit von der Amplitude

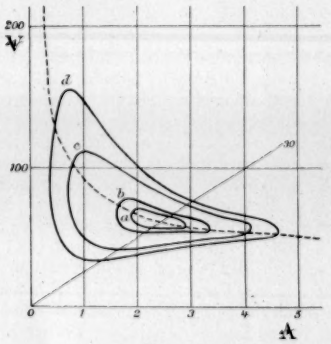


Fig. 20.

$$W = 5; \quad \frac{W}{L} = 3000; \quad \omega = 3000.$$

$$ei = 150 + \sin 3000\, t; \quad \operatorname{tg}\varphi = 1; \quad \varphi = 45;$$

$$tf = 30 + \frac{B}{5\sqrt{2}} \sin (3000\, t - 45^0).$$

a) $B = 30$.
b) $B = 50$.
c) $B = 100$.
d) $B = 130$.

Man sieht, wie die aus der Formel berechneten Charakteristiken in ihrem Typus mit den oszillographisch aufgenommenen (Fig. 14) Entstehungscharakteristiken völlig übereinstimmen.

d) Abhängigkeit von der Bogenlänge.

Mit wachsender Lichtbogenlänge verschieben sich nach den Ayrtonschen Untersuchungen die statischen Charakteristiken zu immer höheren Spannungswerten. Zu denselben Stromstärken gehört in dem Gebiete der kleineren Stromstärken stärkeres Gefälle. Mit wachsender Lichtbogenlänge wächst darum nach dem Vorstehenden unter sonst gleichen Umständen die Fähigkeit, Schwingungen zu erzeugen. Das steht durchaus im Einklang mit der Erfahrung. Bei dem Versuche Fig. 16 kommt allerdings der Einfluß der Vergrößerung des Lichtbogens nicht rein zur Geltung, da ja hier gleichzeitig die Stromstärke abnimmt. Ob der hier zu folgernde vorteilhafte Einfluß einer Vergrößerung des Lichtbogens nicht durch andere, die Entstehung der Schwingungen schädigende Einflüsse kompensiert wird, habe ich nicht entschieden. Tatsache ist, daß einmal der mit wachsender Bogenlänge größer werdende Lichtbogenwiderstand die Dämpfung der Eigenschwingung vergrößert, also größere Energie zur Unterhaltung derselben verlangt. Auch wächst mit der Lichtbogenlänge die Neigung des Lichtbogens zum Erlöschen, d. h. der Lichtbogen verträgt, ganz im Sinne unserer Theorie, eine Verringerung seines Stromes nur für kürzere Zeiten. Hiergegen gibt allerdings vorgeschaltete Selbstinduktion L_0 Sicherheit.

Besser als durch Vergrößerung der Lichtbogenlänge erreicht man eine Steigerung der Fähigkeit, Schwingungen zu erregen durch Hintereinanderschaltung mehrerer Lichtbogen. (Fig. 20.) Dann tritt das Prinzip der Superposition

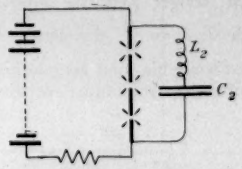


Fig. 21.

der Charakteristiken[1]) in sein Recht und wir erhalten eine beliebige Steigerung des Gefälles, ohne daß gleichzeitig eine Kompensation dieses Vorteils durch den wachsenden Lichtbogenwiderstand eintritt. Es liegt hier dasselbe Prinzip zugrunde, wie den unterteilten Funkenstrecken, die F. Braun[2]) in die drahtlose Telegraphie eingeführt hat.

e) Abhängigkeit vom Elektrodenmaterial und von dem umgebenden Gase.

Unter b) ist gezeigt, wie unter sonst gleichen

1) Vgl. H. Th. Simon, l. c. § 2.
2) F. Braun, Diese Zeitschr. 5, 193, 1904.

Umständen mit wachsender Frequenz die charakteristischen Schleifen mehr und mehr in die Neigung der TF-Strahlen übergehen (Fig. 19), so daß sie für Schwingungen oberhalb einer gewissen Frequenz die Bedingungen der Gl. 2 nicht erfüllen können. Solche können daher von selbst nicht entstehen.

Verändert man jetzt $\frac{W}{L}$, die Konstanten des Lichtbogens, so übersieht man, daß Vergrößerung von $\frac{W}{L}$ die Schleifen wieder rückwärts dreht. Für $\frac{W}{L} = 18000$ statt 3000 erhält man z. B. bei $\omega = 6000$, $\operatorname{tg}\varphi = 0{,}33$, $\varphi = 20^0$ und die charakteristische Schleife wird jetzt für $\omega = 6000$ dieselbe, wie bei $\frac{W}{L} = 3000$ für $\omega = 1000$. Bei $\frac{W}{L} = 18000$ sind also Schwingungen der Frequenz $\omega = 6000$ noch möglich, die bei $\frac{W}{L} = 3000$ nicht mehr entstehen konnten.

Wird andererseits $\frac{W}{L}$ klein, so rückt die Grenze der erregbaren Schwingungszahlen immer tiefer. Das ist z. B. der Fall bei Dochtkohlen, wie die Ayrtonschen Messungen und auch die von mir aufgenommenen Charakteristiken[1]) zeigen. Daher erhält man mit Dochtkohlen keine Schwingungen derjenigen Frequenzen, die man mit normal verfügbaren Kapazitäten und Selbstinduktionen erzeugen kann. Sehr langsame Schwingungen müssen sich aber auch mit Dochtkohlen erzeugen lassen.

11. Das Problem der Erzeugung hochfrequenter Schwingungen, wie sie namentlich für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie und Telephonie erwünscht sind, darf nach dem Vorstehenden in folgender Richtung eine Lösung erwarten.

Der schwingungserregende Lichtbogen muß mit genügend kleiner Stromstärke, also mit hoher Betriebsspannung erzeugt werden. Er muß erzeugt werden mit einem Lichtbogen, der eine statische Charakteristik von starkem Gefälle besitzt und der einen möglichst hohen Wert der Größe $\frac{W}{L}$ (Gleichung 4) aufweist. Geeignete Substanzen mit solchen Eigenschaften sind vor allem unter den Metallen zu erwarten, weil ihre Wärmeleitfähigkeit so hohe Beträge erreicht. Aber auch beim Kohlelichtbogen muß jede Wirkung, die W vergrößert, die Frequenz der erregbaren Schwingungen steigern. So z. B. starke Abkühlung der Elektroden, Brennen des Lichtbogens in einem Gase von großer Wärmeleitfähigkeit, wie Wasserstoff usw.[1])

Es sind im unterzeichneten Institute Untersuchungen unternommen, die sich die systematische Ermittlung der statischen und dynamischen Charakteristiken von geeigneten, namentlich metallischen Lichtbögen, also die Ermittlung der Konstanten L und W zum Ziele gesetzt haben. Auch scheinen die Versuche, die im Sinne der obigen Folgerungen unternommen wurden, hochfrequente Schwingungen zu erregen, diesen Folgerungen recht zu geben. Darüber wird seinerzeit besonders berichtet werden.

12. Folgende Ergebnisse wurden in dieser Untersuchung gewonnen:

a) Es wurden die elektrodynamischen Bedingungen abgeleitet, die ein Leiter erfüllen muß, wenn er imstande ist, in einem parallel geschalteten schwingungsfähigen Systeme ungedämpfte Schwingungen zu erzeugen.

b) Es wurden oszillographisch dynamische Charakteristiken am selbsttönenden Lichtbogen aufgenommen und diskutiert.

c) Es wurde oszillographisch die Entstehungsgeschichte des Selbsttönens am Lichtbogen in Abhängigkeit von den Betriebsbedingungen verfolgt.

d) Es wurde dadurch aufgeklärt, durch welche besonderen physikalischen Eigenschaften und in welcher besonderen Weise der Lichtbogen die allgemeinen elektrodynamischen Bedingungen als Schwingungserreger erfüllt; dabei wurde namentlich gezeigt, daß sich viele bisher unverstandene Komplikationen durch die Lichtbogenhysteresis eindeutig erklären lassen.

e) Auf Grundlage der von mir entwickelten Theorie der Lichtbogenhysteresis wurde eine Theorie des selbsttönenden Lichtbogens gegeben, die alle beobachteten Erscheinungen in sehr befriedigender Weise beschreibt.

f) Es wurden auf Grund dieser Theorie die Gesichtspunkte zusammengestellt, die zu beachten sind, wenn man mit Hilfe des selbsttönenden Lichtbogens hochfrequente Wechselströme erzeugen will.

1) H. Th. Simon, l. c.

1) Wie ich während der Korrektur einer brieflichen Mitteilung der Telefunkengesellschaft entnehme, hat Paulsen auf dem letztgenannten Wege in der Tat eine Verbesserung der Wirkung und Steigerung der Frequenz erzielt. Näheres hierüber habe ich noch nicht in Erfahrung gebracht.

Göttingen, Institut für Angewandte Elektrizität, Mai 1906.

(Eingegangen 31. Mai 1906.)

Beiträge zur Kenntnis der Radioaktivität des Thoriums.

Von J. Elster und H. Geitel.

Bei der Untersuchung der Radioaktivität der von den heißen Quellen in Baden-Baden

abgesetzten Sedimente hatte sich herausgestellt, daß diese im Gegensatz zu dem „Fango" von Battaglia, dessen Aktivität im wesentlichen durch Spuren von Radium bedingt ist, außer Radium noch einen andern radioaktiven Stoff enthalten mußten, dessen Gegenwart sich durch eine in der Zeit langsam abfallende Kurve der induzierten Aktivität verriet.[1]) Der Versuch, auf chemischem Wege diesen Stoff vom Radium zu trennen, gelang insoweit, als es möglich war, aus dem Badener Sedimente sowohl Radiobaryum, d. h. Baryumsulfat mit unzweifelhaftem Gehalte an Radium, wie auch ein Präparat[2]) abzuscheiden, das in bezug auf sein radioaktives Verhalten qualitativ mit dem der Thorverbindungen übereinstimmte, quantitativ sie dagegen an Strahlungsvermögen weit übertraf.

Diese Ergebnisse sind bestätigt durch die Herren Engler und Sieveking[3]) an reichlichen Mengen desselben Materials, von den Herren Blanc[4]) und Aschoff[5]) an Quellsedimenten von Echaillon und Kreuznach, während gleichzeitige Untersuchungen, ausgeführt in dem Laboratorium des Herrn Ramsay[6]) und von Herrn Giesel[7]), zu der Erkenntnis geführt haben, daß das Thorium sowohl in einem seiner reichhaltigsten Erze, dem Thorianit, sowie in andern Thormineralien, von einem Körper begleitet ist, der ebenfalls die Radioaktivität des Thoriums in größter Intensität zeigt, ohne selbst mit Thorium identisch zu sein.

Durch die genannten Arbeiten sind zwei weitere Fragen angeregt worden, die ein größeres Interesse bieten: die erste betrifft die Natur des neuen radioaktiven Stoffes und hat zum Ziele seine chemische Isolierung, die zweite handelt von seiner Beziehung zu dem Thorium, dessen selbständige radioaktive Eigenschaften nunmehr zweifelhaft geworden sind.

Der Kürze des Ausdrucks wegen wollen wir im folgenden dem von Herrn O. Hahn gemachten Vorschlage entsprechend den Namen Radiothor für die hier in Rede stehende Substanz verwenden. Wir verstehen demnach unter diesem Namen einen Stoff, dessen Radioaktivität in allen Beziehungen der der Thorverbindungen gleicht, dabei aber wesentlich höher ist als die einer gleichen Gewichtsmenge Thoriumhydroxyds und im Laufe eines Jahres eine Abnahme nicht hat erkennen lassen. Es dürfte zurzeit nicht möglich sein, die Erklärung schärfer zu fassen, wir haben mit Absicht unterlassen, von vornherein Aussagen über etwaige chemische Eigenschaften darin aufzunehmen, da diese bei der geringen Menge des verarbeiteten Materials, die noch nicht einmal eine Schätzung des darin enthaltenen Quantums an reiner Substanz zuläßt, keine Sicherheit gewähren.

Entsprechend unsern ersten Erfahrungen haben wir auch die weiteren Untersuchungen an Sedimenten von Thermalquellen vorgenommen. Unsere Bemühungen erfuhren, wie wir hier dankend hervorheben möchten, eine wesentliche Förderung zunächst durch das Entgegenkommen der Großherzoglichen Badeverwaltung in Bad Nauheim und des Herrn K. Aschoff in Bad Kreuznach, die uns kostenlos große Quantitäten der betreffenden Sedimente zur Verfügung stellten, sodann besorgte die Chininfabrik von Dr. Buchler & Co. in ihrem Laboratorium unter Leitung und gütiger Vermittlung von Herrn Giesel ebenfalls kostenlos die Aufbereitung der Sedimente im großen, während die Kosten, soweit sie die Arbeiten in unserem Laboratorium betrafen, aus der Jagor-Stiftung bestritten wurden.

Es liegt nicht in unserer Absicht, alle die vielfachen Bemühungen eingehend zu beschreiben, radiothorhaltige Substanzen von höherer Aktivität aus den genannten Quellsedimenten zu isolieren, wir beschränken uns auf eine Darstellung der diesem besonderen Zwecke angepaßten Methoden, die vielleicht auch anderen Arbeitern von Nutzen sein können und der allerdings nur vereinzelten Fälle, in denen eine bemerkenswerte Konzentration der Aktivität erzielt ist.

Elektroskopische Kontrolle der Präparate. Die Prüfung des Strahlungsvermögens der im Laufe der Untersuchung erhaltenen Präparate geschah ausschließlich mittels der durch sie bewirkten Ionisierung der Luft in einem geschlossenen Metallzylinder. Für eine weitere chemische Bearbeitung haben nur solche Produkte ein Interesse, die nach gewisser Zeit der Reife, d. h. nach Erreichung des radioaktiven Gleichgewichts, eine konstante Aktivität zeigen; bei allen Körpern mit hoher Abfallskonstante ist ja von vornherein keine Aussicht vorhanden, sie in größeren Mengen chemisch zu isolieren.

Als Elektrometer diente, wie früher, unser Zerstreuungsapparat, dessen Schutzzylinder auch unten mittels eines mit zentraler Bohrung versehenen Bodens geschlossen wurde. In diesen so gebildeten zylindrischen Raum führten wir das gewogene, in einem offenen Pappschächtelchen befindliche zu untersuchende Präparat ein; alsdann maßen wir den Potentialabfall des Zerstreuungskörpers in einer mit der Stechuhr bestimmten Zeit.

1) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschrift **5**, 321, 1904.
2) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschrift **6**, 67, 1905.
3) C. Engler, Zeitschrift f. Elektrochem. **11**, 714, 1905.
4) G. A. Blanc, diese Zeitschrift **6**, 703, 1905.
5) K. Aschoff, Zeitschr. f. öffentl. Chem. **15**, 1905.
6) Hahn u. Sackur, Ber. d. deutschen chem. Gesellsch. **38**, 1768, 1905; O. Hahn, Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik **2**, 233, 1905.
7) F. Giesel, Ber. d. deutschen chem. Gesellsch. **38**, 2381, 1905.

Bei der speziellen Aufgabe, die wir uns gestellt hatten, interessierte vor allem die Frage, wieviel mal ist eine gewonnene Radiothorabscheidung wirksamer als eine gleiche Gewichtsmenge eines analogen Thoriumpräparats. Da es sich bei diesen Bestimmungen im wesentlichen um durch Ammoniak oder Kalilauge erzeugte Niederschläge handelte, so wählten wir als Vergleichssubstanz das Thoriumhydroxyd als chemisch rein von Kahlbaum bezogen. Im Verlaufe unserer Untersuchungen ist uns keine Verbindung dieses Elementes bekannt geworden, die auch nur annähernd eine gleich hohe Aktivität (ohne Trennung der α-, β-, γ-Strahlen und der induzierten Aktivität) gezeigt hätte. Wir haben also im folgenden die erzeugten Radiothorpräparate mit der aktivsten Verbindung des gewöhnlichen Thoriums verglichen.

Aus den erlangten Beobachtungsdaten ließ sich berechnen, welchen Potentialabfall, gemessen in Volt, ein Gramm der betreffenden Substanz in einer Stunde hervorgerufen haben würde. Bei Quantitäten, die 300 mgr nicht überstiegen, war für ein und dieselbe Thoriumverbindung diese Zahl in Übereinstimmung mit früheren Ergebnissen Rutherfords sehr nahe eine Konstante. In Tabelle I sind derartige Messungen für verschiedene Gewichtsmengen des Thoriumhydroxyds zusammengestellt.

Tabelle I.

Aktivität des Thoriumhydroxyds.

Datum	Angewandte Gewichtsmenge mgr	Potentialabnahme in Volt pro Gramm und Stunde
8. Nov. 1904	270	6000
10. Nov. 1904	11	6200
27. März 1905	100	6100
9. Mai 1905	80	6140
4. März 1906	10	6080

Im Mittel ergibt sich demnach für das Thoriumhydroxyd ein Potentialabfall, reduziert auf das Gramm und die Stunde von 6104 Volt. Diese Zahl ist nicht nur innerhalb der Grenzen von 10 bis 300 mgr, sondern auch wohl beträchtlich darüber hinaus von der angewandten Gewichtsmenge unabhängig, aber abhängig von den Dimensionen des Apparats, der Größe und dem Orte der Schächtelchen. Sie soll für alle untersuchten Substanzen im folgenden der Kürze des Ausdrucks wegen mit „Aktivität" bezeichnet werden.

Es liegt auf der Hand, daß die Größe der Schachteln nicht ohne Einfluß auf das Ergebnis der Messung sein kann. Denn das Innere derselben überkleidet sich mit induzierter Aktivität, deren Intensität wiederum von der Menge der von dem Präparate abgegebenen Emanation abhängt. Dieser Fehler hätte vermieden werden können, wenn unmittelbar vor jeder Messung jedes Präparat in ein noch ungebrauchtes Schächtelchen eingebracht worden wäre. Dies war indes praktisch nicht durchführbar, denn dadurch wären bei den äußerst geringen Mengen verhältnismäßig starke Verluste unvermeidlich gewesen. Wir haben daher diese Ungenauigkeit in den Kauf genommen und den Einfluß des Fehlers dadurch abzuschwächen gesucht, daß wir allen Schachteln genau gleiche Größe gaben. Daß bei allen Messungen für eine konstante Stellung des Präparats im Zerstreuungsraume Sorge getragen, sowie daß der Betrag der natürlichen Ionisation der Luft in Abrechnung gebracht wurde, ist selbstverständlich.

Die erhaltenen Zahlen sind nur vergleichbar, wenn im Zerstreuungsraum jedesmal Sättigungsstrom bestand; bei der Kleinheit des Raumes und der Höhe der angewandten Potentialdifferenz von 100—200 Volt muß diese Voraussetzung nahe genug erfüllt gewesen sein. Im übrigen sei darauf hingewiesen, daß es sich bei diesen Messungen wesentlich darum handelte, aus dem am Zerstreuungselektrometer erhaltenen Befunde Vorschriften für die weitere chemische Behandlung der einzelnen Abscheidungen zu entnehmen.

Neben dem elektroskopischen Nachweise der Radioaktivität kann natürlich bei größerer Intensität auch die Erregung des Baryumplatincyanürschirmes (für β- und γ-Strahlen) und die Szintillation des Zinksulfids (bei Emanation und α-Strahlen) als Kennzeichen benutzt werden.

Die erste Erscheinung trat deutlich ein bei einem Präparate, dessen β- und γ-„Aktivität" 60000 betrug, die zweite erforderte eine Intensität von etwa 320000.

Bearbeitung der Sedimente aus Bad Nauheim. Von dem großen Quantum Thermalschlammes, das uns die Großherzogl. Badedirektion in Bad Nauheim zur Verfügung stellte, gelangten in der Buchlerschen Chininfabrik zu Braunschweig 75 Kilogramm zur Aufbereitung. Leider stand das Ausgangsmaterial gegen das früher von uns bearbeitete in seiner Aktivität um $^1/_3$ bis $^1/_2$ zurück. Herr Giesel schied aus diesen 75 Kilo etwa 1 Gramm Radiobaryumbromid ab, das entwässert lebhaft selbstleuchtend war und durch Glas hindurch den Baryumplatincyanürschirm erregte. Die nach Abscheidung des Radiobaryums aus der salzsauren Lösung erhaltenen Ammoniakfällungen wurden uns zur weiteren Verarbeitung übersandt. Die „Aktivität" dieser Fällungen bewegte sich indes nur zwischen 20 und 40 Volt, war also so gering, daß es von vornherein schwierig erschien, aus diesem Materiale das Radiothor in einiger Konzentration zu gewinnen. Von einer weiteren Verarbeitung der Sedimente

aus Nauheim mußte in der Tat nach mehreren vergeblichen Versuchen, die unzweifelhaft vorhandene Thoraktivität von einem geringen Rest von Radium- (oder Aktinium-)Wirkung zu befreien, Abstand genommen werden.

Bearbeitung der Sedimente aus Bad Kreuznach. Auf den Gehalt dieses Sediments an Radiothor wurden wir durch Herrn Aschoff aufmerksam gemacht. Zugleich stellte uns derselbe ca. 120 Kilogramm eines Rohmaterials zur Verfügung, dessen Aktivität der der bestwirkenden aktiven Absätze in den Badener Quellen kaum nachstand. Die Verarbeitung im großen geschah auch hier in der Chininfabrik zu Braunschweig und zwar wurden zunächst 20 Kilogramm zur Aufbereitung gebracht. Aus der Lösung der Nitrate schied Herr Giesel durch Fällung mittels verdünnter Schwefelsäure zunächst das Radiobaryum ab. Das hieraus durch Fraktionierung gewonnene Bromid, ca. 2 gr, zeigte entwässert lebhafte Eigenphosphoreszenz und nach Umwandlung in Sulfat eine „Aktivität" von 60000 und wirkte daher deutlich wahrnehmbar auf den Baryumplatincyanürschirm.

Die uns übersandte, nach Abscheidung des Baryums aus den Nitraten gewonnene Ammoniakfallung besaß eine „Aktivität" von 650. Zur Entfernung der Tonerde wurde sie in Kalilauge gekocht; als unlöslicher Rest blieben etwa 350 Gramm eines Oxydgemisches, das im wesentlichen aus denen des Eisens und Mangans bestand. Durch diese Operation waren beschwerende Bestandteile entfernt; die „Aktivität" des Rückstandes war dadurch auf 900 gestiegen. Die Kurve des Abfalls der induzierten Aktivität ergab sich als zusammengesetzt aus denen des Radiums (oder Aktiniums) und des Radiothors, ganz entsprechend dem Befunde des Herrn Aschoff.[1]) Es wurde nun versucht, aus der salzsauren Lösung sämtliche radioaktiven Bestandteile in bekannter Weise durch einen Niederschlag von Baryumsulfat „mitzureißen". Zu diesem Zwecke wurde der Lösung von je 50 bis 80 Gramm des Oxydgemisches ein Gramm Chlorbaryum zugesetzt. Die Sulfate wurden dann, wie üblich, durch Kochen in Pottaschelösung in die Carbonate übergeführt, letztere in verdünnter Salzsäure gelöst und die Lösung mit Ammoniak gefällt. Insgesamt ergaben sich so 1,3 Gramm einer Substanz, in der das aktive Prinzip eine beträchtliche Anreicherung erfahren hatte. Eine Messung am Elektroskop lieferte für die „Aktivität" des gereiften Präparats ca. 10000 Volt. Diese 1,3 Gramm Substanz enthielten noch Spuren von Baryum, sehr viel Blei und etwas Tonerde. Nach Entfernung dieser Bestandteile wurde der Lösung der Chloride nochmals eine Spur Chlorbaryum zugesetzt und dann mit verdünnter Schwefelsäure gefällt. Der so gewonnene Niederschlag von Baryumsulfat war anfangs hochaktiv, nach vier Wochen hatte er jedoch seine Aktivität eingebüßt; er verdankte dieselbe also offenbar nicht einem Gehalte an Radium. Aus dem Filtrate fällte Ammoniak ca. 200 mgr Hydroxyde. Zur weiteren Trennung wurden diese mit heißer verdünnter Salpetersäure behandelt und aus der Lösung mittels Oxalsäure 30 mgr eines Oxalats abgeschieden, das Radiumemanation auch in gereiftem Zustande nicht mehr ausgab. Das Präparat emanierte lebhaft, seine „Aktivität" belief sich auf 216000 Volt. Die Kurve des Abfalls deutete auf einen beträchtlichen Gehalt an Aktinium neben wenig Radiothor. Letzteres war der Hauptsache nach am Eisen haftend in der Lösung geblieben; es gelang in diesem Falle die Abscheidung in folgender Weise. Die nach Übersättigung mit Ammoniak gewonnenen Oxalate wurden in Chloride übergeführt, alsdann wurde mit kohlensaurem Ammon gefällt; in Lösung hätten bleiben müssen, wenn überhaupt vorhanden, Uran und Thor; ein Gehalt an diesen Elementen war indes chemisch nicht nachweisbar. Der erzeugte, stark aktive Niederschlag, ca. 100 mgr bestand im wesentlichen aus Eisenhydroxyd mit wenig Mangan und wurde frisch gefällt in eine konzentrierte, siedende Lösung von Kaliumcarbonat eingetragen. Nach Neutralisation der letzteren mittels Salzsäure und Verjagung der Kohlensäure fielen auf Zusatz von Ammoniak 20 mgr eines sehr wirksamen Oxydgemisches. Der von der Kaliumcarbonatkochung nicht aufgenommene Rückstand war praktisch inaktiv.

Die Lösung des Ausgangsmaterials hatte noch eine beträchtliche Aktivität zurückbehalten; die soeben geschilderten Operationen wurden daher noch zweimal — allerdings mit Modifikationen — wiederholt. Die Gesamtausbeute betrug 72 mgr radiumfreier Hydroxyde von hoher Aktivität. Es galt nun noch, etwaige beschwerende Bestandteile zu entfernen. Wir schlugen hier mit Erfolg denselben Weg ein wie früher bei der Behandlung des aus dem Badener Sedimente stammenden Radiothorpräparats. Nachdem wir uns überzeugt hatten, daß Schwefelwasserstoff in verdünnter Lösung der Nitrate keine Trübung mehr hervorrief und daß auch verdünnte Schwefelsäure nach zwölfstündigem Stehen kein Baryumsulfat mehr abschied, fällten wir die Oxyde mit Kalilauge im Überschuß, um etwaige Tonerde noch zu entfernen, lösten in Salzsäure, verdampften zur Trockne, nahmen auf mit Wasser und fällten nach Zusatz einiger Tropfen verdünnter Salzsäure heiß mit Oxalsäure. Es entstand sofort

1) K. Aschoff, l. c.

eine Trübung, nach zwölfstündigem Stehen hatten sich 40 mgr Oxalate abgeschieden, die durch Kochen in Kalilauge in die Hydroxyde übergeführt worden.

Soweit die minimale Quantität, 12 mgr, es zuließ, suchten wir über die chemische Natur des Präparats ins klare zu kommen. Spektralanalytisch untersucht, zeigte es sich frei von Erdalkalimetallen, ein etwaiger Gehalt an Blei war durch Schwefelwasserstoff nicht nachweisbar. Seiner Herstellung nach kann es nur Edelerden enthalten; es bleibt daher keine andere Annahme als die, daß die aktive Substanz auch in den Kreuznacher Sedimenten mit Spuren edler Erden vergesellschaftet ist.

Die physikalischen Eigenschaften des Präparats waren folgende:

In gereiftem Zustande besaß es eine „Aktivität" von 321000 Volt, war also etwa 52 mal so aktiv als die gleiche Gewichtsmenge Thoriumhydroxyds. Ein Körnchen der Substanz, auf einen Zinksulfidschirm frei aufgelegt, erzeugte in seiner Nachbarschaft Szintillation. Durch Papier hindurch war indes eine Wirkung auf den Schirm nicht wahrnehmbar. Die Kurve des Abfalls der induzierten Aktivität stimmte mit der des Thoriums überein, vergl. Tabelle II.

zur Entfernung eines noch vorhandenen Barytgehaltes gefällt. Das Filtrat wurde mit Kaliumsulfat versetzt, wodurch ein reichlicher Niederschlag von Calciumsulfat entstand, in dem auch etwa vorhandenes Thor enthalten sein mußte. Nach Behandlung mit viel Wasser zur Entfernung des Gipses blieb ein Rückstand, der mit Kaliumcarbonat ausgekocht wurde. Es resultierte eine gelbliche Lösung, die sich auf Zusatz von Wasserstoffsuperoxyd entfärbte, wobei ein brauner, schwach aktiver Niederschlag ausfiel. Das Filtrat wurde nach Ansäuern mit Salzsäure durch Ammoniak gefällt. Die so gewonnenen stark aktiven Hydroxyde (120 mgr) bestanden im wesentlichen aus denen des Eisens und der Tonerde. Nach Entfernung der letzteren durch Kalilauge blieben 92 mgr einer von Thorium, Blei und den Erdalkalimetallen freien Substanz („Aktivität" = 60000), welche die charakteristischen Eigenschaften des Radiothors zeigte.

Beziehungen des Radiothors zum Thorium. Da für Radiothor und Thorium die Abklingungskonstanten der Emanation selbst, sowie der durch sie induzierten Aktivität dieselben sind, so würde ein fernerer Beweis für die Identität des aktiven Prinzips im Thorium

Tabelle II.

Abfall der induzierten Aktivität.

Zeit in Stunden	6	12	18	24	30	36	42	48	Bemerkungen
Das Präparat	33,8	23,6	16,6	10,7	7,1	5,0	3,9	2,9	Die unterstrichenen Zahlen sind in Übereinstimmung gebracht.
Thorium zum Vergleich . .	34,3	23,6	16,2	11,0	7,7	5,3	3,6	2,6	
Δ	−0,5	0,0	+0,4	−0,3	−0,6	−0,3	+0,3	+0,3	

Innerhalb der ersten drei Stunden nach Beendigung der 24stündigen Exposition machte sich ein schwacher Anstieg der induzierten Aktivität bemerklich; das Präparat zeigte also auch in dieser Beziehung Übereinstimmung mit dem Verhalten des Thoriums. Es unterliegt demnach keinem Zweifel, daß das im wesentlichen α-Strahlen ausgebende Präparat seine Aktivität einem Gehalte an Radiothor verdankt.

Weitere 20 Kilogramm des Rohmaterials hat Herr Giesel auf Grund der soeben dargelegten Erfahrungen behandelt, indem er von vornherein die Aufmerksamkeit besonders auf diejenigen Bestandteile richtete, die in kochender Kaliumcarbonatlösung löslich waren. Da das von Herrn Giesel angewandte Verfahren weit weniger umständlich ist, als das oben angegebene, so möchten wir es hier noch kurz mitteilen. Die aus dem Baryumsulfatniederschlage gewonnenen, durch Ammoniak ausgefällten Oxyde wurden in Salpetersäure gelöst und die Lösung mit verdünnter Schwefelsäure

mit dem Radiothor erbracht sein, wenn für beide auch die Abklingungskonstanten der von beiden gebildeten X-Körper übereinstimmten. Diese Frage ist inzwischen von Herrn Hahn [1]) in bejahendem Sinne beantwortet worden. Da indes der von Herrn Hahn gefundene Wert der Abklingungskonstante λ nicht unwesentlich von dem von Rutherford [2]) für Thor-X gefundenen Werte abweicht, so schien es uns zweckentsprechend, die Hahnschen Messungen zu wiederholen.

Die Herstellung von Thor-X und Radiothor-X geschah in bekannter Weise. Das erstere wurde gewonnen durch Ausfällen von etwa 2 Gramm Thoriumhydroxyds mittels Ammoniak aus der Lösung des Chlorids. Das Filtrat wurde in einem Glasschälchen zur Trockne eingedampft und das Chlorammonium abgeraucht; der minimale Rückstand, anscheinend

1) O. Hahn, l. c.
2) E. Rutherford, Radioactivity S. 187, 1904.

ein dunkelgefärbtes Metalloxyd, enthielt das Thor-X. Für die Herstellung von Radiothor-X überließ uns Herr Giesel freundlicherweise seine früher aus Monazitrückständen abgeschiedenen Radiothorpräparate. Diese bestehen in der Hauptsache aus den Oxyden des Cers (und Berylls) und waren praktisch thoriumfrei. Nach dem Abrauchen des Chlorammoniums blieb auch hier ein bräunlicher Restkörper von starker vorübergehender Aktivität. Zur Herstellung dieses Körpers wurden etwa 100 mgr eines Präparats verwandt, dessen „Aktivität" sich zu 120000 Volt bestimmte.

In beiden Präparaten wurde vom zweiten Tage ihrer Herstellung ab der Abfall ein regelmäßiger. Bringt man in beiden Reihen die Werte für den dritten Tag in Übereinstimmung, so erhält man:

Tabelle III.

Zeit in Tagen	2	3	4	5	6	7	8	9	Bemerkungen
Thor-X	25,7	22,3	18,9	16,1	12,5	11,7	9,3	7,8	Die unterstrichenen Werte sind in Übereinstimmung gebracht.
Radiothor-X	26,5	22,3	18,1	15,1	12,2	10,2	8,5	7,1	
Δ	−0,8	0,0	+0,8	+1,0	+0,3	+1,5	+0,8	+0,7	

Mißt man die Zeit t in Tagen und legt der Berechnung die Rutherfordsche Konstante $\lambda = 0{,}1728$ zugrunde, so findet man für den absteigenden Zweig der Kurve:

Tabelle IV.

a) Bei Thor X (Formel: $\mathcal{J} = 26{,}4\, e^{-0{,}1728\, t}$).

Zeit in Tagen		0	1	2	3	4	5	6	7	Bemerkungen
$\mathcal{J}$	beobachtet	25,7	22,3	18,9	16,1	12,5	11,7	9,3	7,8	Für a und b ist $\lambda \log e = 0{,}07505$ u. $\frac{\log 2}{\lambda \lg e} = 4{,}01$ Tage.
	berechnet	26,4	22,2	18,7	15,7	13,2	11,1	9,4	7,9	
Δ		−0,7	+0,1	+0,2	+0,4	−0,7	+0,6	−0,1	−0,1	

b) Bei Radiothor-X (Formel: $\mathcal{J} = 25{,}3\, e^{-0{,}1728\, t}$).

$\mathcal{J}$	beobachtet	26,5	22,3	18,1	15,1	12,2	10,2	8,5	7,1
	berechnet	25,3	21,3	17,9	15,1	12,7	10,7	9,0	7,5
Δ		+1,2	+1,0	+0,2	0,0	−0,5	−0,5	−0,5	−0,4

Die Reihe für Thor-X schließt sich der mit Rutherfords Konstante berechneten etwas besser an als die für Radiothor-X. In der Tat erhält man, wenn man die letztere nach einem Ausgleichungsverfahren in sich berechnet, einen Wert von λ, der etwas größer ist als der Rutherfordsche, man findet nämlich $\lambda = 0{,}1845$ und natürlich auch eine bessere Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung, vergl. Tab. V.

Darnach sinkt die Strahlungsintensität des Radiothor-X auf den Halbwert in 3,6 Tagen. Herr Hahn findet 4,6, während Rutherfords Konstante für Thor-X den Wert 4,01 liefert. Der nach Rutherford für Thor-X gefundene Wert von λ steht also etwa in der Mitte zwischen den von Herrn Hahn und uns für Radiothor-X ermittelten. Die Identität beider Körper scheint uns durch diese Messungen aufs höchste wahrscheinlich gemacht.

Von den chemischen Beziehungen des Radiothor zum Thorium läßt sich Bestimmtes nicht aussagen. Der Umstand, daß das Radiothor gerade wie das Hydroxyd des Thoriums mit Leichtigkeit in Alkalicarbonaten löslich ist, war, wie erwähnt, mehrfach für uns von Wert und zwar in den Fällen, bei denen die bereits beträchtlich angereicherte Substanz mit den Oxyden

Tabelle V.

Abklingung von Radiothor-X (Formel: $\mathcal{J} = 46{,}07\, e^{-0{,}1845\, t}$).

Zeit in Tagen		0	1	2	3	4	5	6	7	Bemerkungen
$\mathcal{J}$	beobachtet	46,2	38,9	31,5	26,3	21,2	17,8	14,9	12,3	$\lambda \log e = 0{,}08200$ $\frac{\log 2}{\lambda \log e} = 3{,}6$ Tage.
	berechnet	46,1	38,1	31,6	26,1	21,6	17,9	14,8	12,3	
Δ		+0,1	+0,8	−0,1	+0,2	−0,4	−0,1	+0,1	0,0	

des Eisens und Mangans vergesellschaftet war. Bei Verkettung des Radiothors mit den Oxyden des Eisens führten häufig wider Erwarten Fällungen mittels Oxalsäure nicht zum Ziele. Indessen vergesse man nicht, daß man es selbst in angereicherten Präparaten mit Verdünnungen des aktiven Prinzips zu tun hat, die weit jenseits der Grenze liegen, die zu Trennungen nach den üblichen chemischen Methoden erforderlich ist.

Abscheidung aktiver Substanzen aus Thoriumchlorid. Nach dem Vorangegangenen ist es so gut wie sicher, daß die Aktivität des Radiothors und die der Thorverbindungen sich nur quantitativ, nicht dem Wesen nach unterscheiden. Es war deshalb anzunehmen, daß in den käuflichen reinen Thorpräparaten Radiothor enthalten sein müsse.

Eine Trennung nach dem soeben beschriebenen Verfahren (Anwendung von Alkalicarbonatkochungen) ist natürlich nicht möglich, weil dieses gerade auf einer Übereinstimmung in dem chemischen Verhalten des Thors und Radiothors beruht. Dagegen führte die Wahrnehmung zum Ziele, daß in den Thermalsedimenten das Radiothor an das Eisenoxyd gebunden auftritt; es lag daher nahe, es durch dieses aus Lösungen der Thoriumsalze „mitzureißen". Auch hier gilt das oben Gesagte: der Erfolg hängt an kleinen Verschiedenheiten der Methode, die bei gewöhnlichen chemischen Trennungen gleichgültig sein würden.

Eine stark verdünnte, möglichst neutrale Lösung von ca. 20 g Thoriumhydroxyd in Salzsäure wurde mit kohlensäurehaltigem Wasser versetzt, das mehrere Tage mit einer reichlichen Menge blanken metallischen Eisens in Berührung gewesen war und so eine geringe Menge dieses Metalles in Form von Eisenoxydul, wahrscheinlich als Bicarbonat in Lösung enthielt. Nach einigen Tagen schied sich ein feiner brauner Schlamm ab (16 mgr), der, auf einem gewogenen Filter gesammelt, eine „Aktivität" von 117000 Volt aufwies. Diese sank im Verlaufe von 10 Tagen bis auf 30000 herab, dann aber stieg sie wieder an und erreichte nach einigen Monaten den nunmehr konstant bleibenden Wert von 61000. Nun wurde mittels Oxalsäure das in dem Niederschlage enthaltene Thorium zugleich mit dem Radiothor vom Eisen getrennt; es resultierten schließlich 8 mgr Thoriumhydroxyds, deren „Aktivität" langsam von 14600 auf 72000 Volt stieg. Das Präparat hatte also die 12fache Aktivität des Materials erlangt, aus dem es abgeschieden wurde.

Da bekanntlich die Erze des Thoriums nicht frei von Radium sind, so hegten wir Verdacht, daß die erzielte Anreicherung vielleicht einem Gehalte des verwandten Thoriumhydroxyds an Radium zu verdanken sei. Indes war es uns nicht möglich, an diesem selbst, sowie an dem daraus erhaltenen Präparate eine andere Emanation als die des Thoriums nachzuweisen.

Ein zweiter Versuch, durch Eisencarbonat unter Zusatz von Wasserstoffsuperoxyd aus Thoriumchlorid einen radiothorhaltigen Niederschlag zu gewinnen, führte zu einer Konzentration der Thoraktivität auf das Zwei- bis Dreifache. Dagegen waren alle unsere Bemühungen, aus Gemischen von Thoriumchlorid und Eisensulfat durch Zusatz von Oxydationsmitteln oder Ammoniak das Radiothor mit dem Eisen fraktioniert zu fällen, vergeblich.

Vorkommen von Radiothor. Schon nach den bis jetzt vorhandenen Erfahrungen unterliegt es wohl keinem Zweifel, daß auch das Radiothor ein in der Erdsubstanz weit verbreiteter Körper ist; wird doch außer in der Bodenluft[1]) die von ihm ausgehende, so vergängliche Emanation selbst in der freien Atmosphäre[2]) gefunden. Aus Quellen und deren Sedimenten ist sie bekannt für Baden-Baden und Bad Nauheim[3]), für Aix-les-Bains, Échaillon und Salins-Moutiers (Savoyen[4])), für Kreuznach[5]), für zahlreiche Wasseradern im Simplontunnel[6]), sowie für einige Quellen des Großherzogtums Hessen.[7])

Unter den von uns im Laufe des letzten Jahres untersuchten Quellsedimenten fanden wir zwei, bei denen der Abfall der induzierten Aktivität auf das Vorhandensein von Radiothor hinwies. Neben wenig Radium verriet einen Gehalt an dieser Substanz das an sich schwach aktive Sediment der Saline Schöningen im Herzogtum Braunschweig. Sodann verdankt der feine Schlamm, den das Rohpetroleum von Ölheim bei Peine mit sich aus der Tiefe heraufführt und den es zugleich mit dem beigemengten Wasser in den Klärbassins fallen läßt, soweit sich dies bei der Geringfügigkeit der Wirkung erkennen ließ, seine Aktivität dem Radiothor ausschließlich. Einige Kilogramm von Petroleumsedimenten wurden uns von der Verwaltung der Deutschen Petroleumwerke in Ölheim bei Peine und der Hannoverschen Erdölraffinerie in Linden bei Hannover in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt.

Durch die im vorstehenden mitgeteilte Untersuchung ist die Übereinstimmung der Radioaktivität des Radiothors mit der des Thoriums im Einklang mit den Erfahrungen

1) H. M. Dadourian, diese Zeitschrift **6**, 98, 1905.
2) H. A. Bumstead, Amer. Journal of Science 18. Juli 1904; J. E. Burbank, diese Zeitschrift **6**, 436, 1905.
3) J. Elster u. H. Geitel, l. c.
4) G. A. Blanc, l. c.
5) K. Aschoff, l. c.
6) G. v. d. Borne, Jahrbuch der Radioaktivität u. Elektronik **2**, 142, 1905.
7) H. W. Schmidt u. K. Kurz, diese Zeitschrift **7**, 209, 1906.

anderer Arbeiter auf diesem Gebiete sichergestellt. Der hieraus folgende Schluß, daß das Thorium seine Aktivität einem Gehalte an Radiothor verdanken müsse, wird bestätigt durch den Nachweis, daß die Aktivität des Thoriums durch chemische Mittel in der Weise teilbar ist, daß man Thorpräparate herstellen kann, die etwa die zwölffache der normalen Aktivität zeigen. Zieht man die Angaben von Herrn Baskerville[1]) heran, nach denen Thor einer besonderen Herkunft inaktiv ist, während nach demselben Forscher das Thor im allgemeinen ein zusammengesetzter Körper sein soll, so gewinnt jener Schluß noch an zwingender Kraft.

Der Gedanke des Herrn Hahn, daß das Thorium die Muttersubstanz des Radiothor ist, liegt gewiß nahe, kann aber vorderhand nicht mehr als den Charakter einer Hypothese beanspruchen.

1) Jahrbuch der Carnegie-Institution für 1905. S. 142.
2) Nachschrift: Nach Abschluß dieser Untersuchung erhalten wir Kenntnis von einer Arbeit des Herrn Blanc (Rendiconti della R. Accademia dei Lincei 18. März 1906 u. 1. April 1906), dem es gelang, aus den Sedimenten von Salins-Moutiers in Savoyen eine Substanz abzuscheiden, welche die Aktivität des Thoriumhydroxyds um das Dreitausendfache übertraf und dabei in allen ihren radioaktiven Eigenschaften mit denen des Thors übereinstimmte. Auch die Umwandlungsprodukte ihrer Emanation waren mit Thorium-*A* und Thorium-*B* identisch; in dem Nachweis dieser Übereinstimmung geht die Arbeit des Herrn Blanc über die vorstehende hinaus und wird im übrigen durch unsere Erfahrungen durchweg bestätigt.

Wolfenbüttel, im Mai 1906.

(Eingegangen 17. Mai 1905.)

Über die α-Strahlen des Radiums.

Von W. H. Bragg.

Herr P. Ewers beschreibt in dieser Zeitschrift 7, 148, 1906 einige interessante, schöne Versuche mit Bezug auf die positiven Ladungen und anderen Eigenschaften der von Polonium und Radiotellur ausgesandten α-Strahlen. Unter anderem zeigt er klar, daß die Strahlen bereits beim Verlassen der Oberfläche der radioaktiven Präparate geladen sind, und ebenso zeigt er das Vorhandensein der Entladung von sich langsam bewegenden Elektronen. Mit diesen Erscheinungen haben uns die Versuche von J. J. Thomson und Rutherford vertraut gemacht.

Ich würde mir nun gern ein Wort des Kommentars in bezug auf die eine der Schlußfolgerungen erlauben, die er aus seinen Versuchen zieht. Herr Ewers bezieht sich auf eine Behauptung, die ich gemacht habe, daß nämlich jedes sich schnell bewegende Atom beim Durchgang durch Materie positiv werden muß, da es hierbei ganz ebenso wahrscheinlich eines seiner Elektronen verliert, wie es ein solches von einem Atom loslöst, durch das es hindurchgeht. (Phil. Mag., Dez. 1904, S. 721.) Er scheint aus seinen Versuchen den Schluß zu ziehen, daß diese Behauptung unhaltbar ist. Seine Ergebnisse beeinträchtigen jedoch in Wirklichkeit, ganz so wie die von J. J. Thomson und Rutherford erzielten ähnlichen Ergebnisse, keineswegs die Theorie. Andererseits beseitigen sie sogar eine erhebliche Schwierigkeit, die sich ihrer Annahme gegenüber darbot.

Alle Versuchsergebnisse sprechen nämlich für die Anschauung, daß ein Atom durch den heftigen Zusammenstoß mit einem anderen eine negative Ladung verlieren und auf diese Weise positiv werden kann. Dafür, daß jemals die umgekehrte Wirkung eintrete, läßt sich andererseits kein deutlicher Beweis anführen. Die α-Partikel muß daher mit positiver Ladung aus dem radioaktiven Präparat austreten, da die große Mehrzahl der Partikeln bereits vor ihrem Austreten viele derartige Zusammenstöße gehabt hat. Man könnte in der Tat wohl erwarten, daß die unsanfte Behandlung, die das Teilchen im Augenblick seines Ausstoßes aus dem dazugehörigen Atom erfährt, dazu ausreicht, ein Elektron von ihm loszulösen. Zur Zeit der Veröffentlichung meiner Behauptung und ihrer Diskussion durch Herrn Soddy nahm man an, daß die Beweiskraft der Versuche gegen die Annahme einer Ladung des Teilchens beim Verlassen der dazugehörigen Substanz sprach. Es war deswegen notwendig anzunehmen, daß das Teilchen aus irgendeinem Grunde ein Elektron nicht verliert, bis es in das Gas hinaustritt, woselbst es natürlich auch, wenn es dies nicht schon früher geworden war, positiv werden mußte. Die Schwierigkeit bestand darin, daß man nicht einsah, warum es nicht vor dem Austritt positiv geworden war; doch besaß man sehr wenig Material, auf das man einen Beweis in der einen oder anderen Richtung hätte stützen können. Diese Schwierigkeit würde noch größer gewesen sein, wenn man zurzeit, wie dies jetzt der Fall ist, gewußt hätte, daß die Geschwindigkeit, mit der das Teilchen seine Energie beim Durchgang durch Atome verbraucht, von deren Aggregatzustand unabhängig, das heißt dieselbe ist, gleichviel ob die Atome in einem festen Körper zusammengedrängt oder als Gas zerstreut sind. Die ganze Angelegenheit ist jedoch durch die Entdeckung aufgeklärt worden, daß die α-Teilchen schon vom Beginn ihrer Laufbahn an, soweit man dies beobachten kann, positiv geladen sind.

Man kann natürlich anführen, daß die Nichtentdeckung eines α-Teilchens ohne seine positive Ladung auch mit der Theorie übereinstimmt, daß es wesentlich ein positives Elektron und nicht ein Atom ist, das zufällig durch die Loslösung eines negativen Elektrons positiv ge-

worden ist. Aus diesem Grunde bringen Versuche, wie sie Herr Ewers beschreibt, in gewisser Hinsicht eine Enttäuschung mit sich, da sie zu einer Entscheidung dieser wichtigen Frage nicht verhelfen können.

Universität Adelaide (Südaustralien), 17. April 1906.

(Aus dem Englischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 19. Mai 1906.)

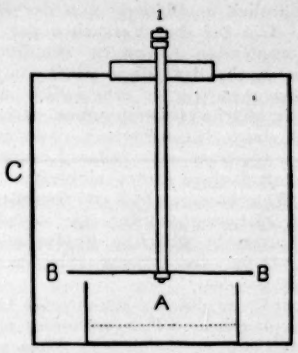
Die Radioaktivität von Thorium.[1])

Von H. M. Dadourian.

Durch Herrn O. Hahn[2]) ist es dargetan worden, daß man aus Thorianit winzige Mengen einer radioaktiven Substanz abscheiden kann, die weit aktiver als die unter dem Namen Thorium bekannt ist. Der Umstand, daß diese Substanz dieselbe Emanation aussendet wie Thorium, hat ihn nun zu der Vermutung veranlaßt, daß die Aktivität von Thorium auf Rechnung des Vorhandenseins dieser Substanz, die er mit Radiothorium bezeichnet hat, im Thorium zu setzen sei. Er hat ferner die ganz natürliche Vermutung ausgesprochen, daß Radiothorium ein Zerfallsprodukt von Thorium sei. Soweit dem Verfasser bekannt ist, ist jedoch Radiothorium noch nicht aus irgendeiner anderen Quelle als Thorianit abgeschieden worden; auch sind keine quantitativen Bestimmungen der Beziehung zwischen der Thoriummenge und ihrer Radioaktivität angestellt worden, so daß die interessanten eben erwähnten Vermutungen nicht als voll bekräftigt angesehen werden können.

Die im folgenden beschriebenen Versuche wurden in der Absicht unternommen, die quantitative Beziehung zwischen der Thoriumaktivität verschiedener Mineralien und abgeschiedener Salze und ihrem Thoriumgehalt zu bestimmen.

Die von mir angewandte Methode beruht auf der Messung der induzierten Aktivität, die man erhält, wenn man einen negativ geladenen Körper den von der Versuchssubstanz entwickelten Emanationen aussetzt. Die nebenstehende Figur ist eine schematische Darstellung der bei diesen Versuchen verwandten Ladungsgefäße. Jedes dem Versuch unterzogene Mineral oder Salz wurde aufgelöst und die Lösung in eine Glasschale A mit flachem Boden von 9,5 cm Durchmesser und 4 cm Tiefe gegossen. Diese wurde in ein Zinngefäß C von 15 cm Durchmesser und 18 cm



Höhe eingesetzt, das einen abnehmbaren Deckel besaß und luftdicht gemacht werden konnte. Der Körper, auf dem der aktive Niederschlag erzielt werden sollte, war eine kreisförmige Kupferplatte $B\,B$ von 11 cm Durchmesser, die gegen das Zinngefäß isoliert und mit dem negativen Pol einer Batterie von 400 Volt verbunden war, deren anderer Pol mit dem Zinngefäß in Verbindung stand.

Nach Expositionen von 19 Stunden wurde die Kupferplatte aus dem Ladungsgefäß herausgenommen und in ein Versuchsgefäß hineingebracht, das mit einem Dolezalekschen Elektrometer in Verbindung stand; die Aktivität wurde dann in gewohnter Weise beobachtet. Ein anderes Versuchsgefäß, das ein normales Uranoxyd enthielt, wurde in Parallelschaltung mit dem ersten Versuchsgefäß mit dem Elektrometer in Verbindung gesetzt, um die Empfindlichkeit des Elektrometers während der Versuche zu prüfen und etwaigen Veränderungen Rechnung zu tragen. Das Elektrometer besaß eine Empfindlichkeit von ungefähr 200 cm pro Volt bei 100 Volt Ladung der Nadel und 1 Meter Skalenabstand vom Spiegel.

Die in einer gegebenen Horizontalschicht der Lösung erzeugte Emanation muß durch die Flüssigkeit oberhalb dieser Schicht diffundieren, um die Oberfläche zu erreichen. Wegen des schnellen Abfalls der Thoriumemanation (die Halbwertzeit beträgt 54 Sekunden) hängt der Prozentgehalt der in dieser Schicht erzeugten Emanation, die die Oberfläche der Lösung erreicht, von der Höhe der Schicht ab. Bei gleicher Konzentration hängt daher die Emanation, die in jeder Sekunde durch einen Quadratzentimeter der Oberfläche hindurchgeht, von der Höhe dieser Lösung ab, vorausgesetzt, daß diese nicht so groß ist, daß die an ihrem Boden erzeugte Emanation Zeit hat, auf einen zu vernachlässigenden Wert abzufallen, bevor sie die Oberfläche erreicht. In diesem Falle

1) Vorgetragen vor der Amerikanischen Physikalischen Gesellschaft am 24. Februar 1906.

2) Chemical News, 28. April und 21. Dezember, 1905; Jahrbuch für Radioaktivität und Elektronik, 2, 233, 1905.

Vgl auch diese Z. 7. S. 620. 1906 (18) und Nat. Rundsch. 21. S. 475. 1906 (3

ist sie nämlich unabhängig von der Höhe der Lösung. Die bei den Versuchen zur Verwendung kommenden Lösungen standen jedoch nicht so hoch, daß diese Bedingung erfüllt wäre; deswegen war es erforderlich, allen Lösungen die gleiche Höhe zu geben. Die Höhengleichheit wurde dadurch erzielt, daß man gleiche Volumina (50 ccm) von jeder Lösung in die Schalen mit flachem Boden einbrachte, die den gleichen Durchmesser (9,5 cm) besaßen. Aus ähnlichen Gründen wurden die negativ geladenen Platten in gleichen Entfernungen von der Oberfläche der Lösung erhalten, der sie ausgesetzt wurden.

Die zur Untersuchung kommenden Lösungen besaßen verschiedene Konzentration; um daher ihre Aktivitäten vergleichen zu können, mußte man das quantitative Verhältnis zwischen der Konzentration der Lösung und der Menge der erzielten Emanation bestimmen. Ich stellte zwei Lösungen von Thoriumnitrat her, von denen die eine doppelt so große Konzentration wie die andere besaß. Gleiche Volumina dieser Lösungen wurden in Glasschalen gleichen Durchmessers mit flachem Boden eingebracht; auf diese Weise erzielt man gleiche Höhen. Zwei Kupferplatten wurden unter gleichen Versuchsbedingungen diesen Lösungen ausgesetzt und in das Untersuchungsgefäß eingebracht. Die Ionisierungen, verursacht durch die aktiven Niederschläge, die ich aus den mehr oder weniger konzentrierten Lösungen erhielt, betrugen bezw. 10,9 und 5,4. Diese Ergebnisse zeigen, daß bei sonst gleichen Verhältnissen der Betrag an Emanation, den man erhält, der Konzentration der Lösung durchaus proportional ist, wie man auch aus theoretischen Gründen erwarten sollte.

Die untersuchten Substanzen, die wegen ihrer leichten Löslichkeit ausgesucht worden waren, sind nebst den erzielten Ergebnissen in der folgenden Tabelle angegeben.

Spalte I. Das Thorit wurde in verdünnter Salzsäure aufgelöst. Die Lösung wurde bis zur Trockenheit verdampft, um die Kieselerde unlöslich zu machen, die Kieselerde hierauf abfiltriert und das Filtrat in 50 ccm destillierten Wassers verdünnt. Das Thorianit wurde in konzentrierter Salpetersäure aufgelöst, die Lösung verdünnt und ein schwacher Rückstand unlöslichen Materials abfiltriert. Die Lösung wurde hierauf verdampft, um den Überschuß von Salpetersäure zu entfernen, und der Rest mit destilliertem Wasser auf 50 ccm verdünnt. Die unter No. 1 und No. 2[1]) angegebenen Thoriumnitrate waren von der Welsbach Light Co. bezw. aus Monazit von North Carolina und brasilianischem Monazit hergestellt worden. Das Thoriumnitrat No. 3 war vor etwa drei Jahren bei Eimer & Amend gekauft worden. Die Thoriumnitrate No. 4 und No. 5[2]) waren bezw. aus North Carolina Monazit und aus Thorianit von Dr. B. B. Boltwood hergestellt worden, dem der Verfasser auch für alle bei diesen Versuchen benutzten Mineralien und Salze sowie für deren chemische Analyse zu Dank verpflichtet ist.

Spalte II gibt die Anzahl von Grammen der in der Lösung erhaltenen Substanzen, und Spalte III den Prozentualgehalt der einzelnen Lösungen an Thoriumoxyd an.

In Spalte IV ist die Anzahl Gramme Thoriumoxyd gegeben, die in den Lösungen vorhanden war. Diese Zahl ist durch Multiplikation der Zahlen in Spalte II mit denen von Spalte III erhalten worden.

Spalte V gibt in Zentimeter pro Minute[3]) den Durchschnittswert der von dem aktiven Niederschlag erzielten Ionisierung an, der 4—5 Stunden nach der Ausschaltung der Potentialdifferenz aus der negativ geladenen Platte gemessen worden war. Einige der zur Untersuchung gelangenden Substanzen enthielten mehr oder weniger Radium und Aktinium. Ein Vergleich der während der ersten wenigen Stunden nach Ausschalten der Potentialdifferenz

1) Der Prozentgehalt dieses Salzes an ThO_2 war nicht bekannt; deswegen wurde er aus der Formel $Th(NO_3)_4 + 12H_2O$ berechnet. Diese gibt den kleinsten Prozentgehalt an; die berechnete spezifische Aktivität ist daher eine maximale.

2) Das Herstellungsverfahren, das für diese Salze benutzt wurde, ist in einer Arbeit von Dr. B. B. Boltwood angegeben, die in der nächsten Nummer der Zeitschrift veröffentlicht wird.

3) Die spontane Ionisierung des Versuchsgefäßes betrug 0,945 cm.

Tabelle.

Substanz I.	Anzahl von Grammen in der Lösung II.	Prozentualer Gehalt an ThO_2 III.	Anzahl von Grammen ThO_2 IV.	Beobachtete Aktivität V.	Spezifische Aktivität VI.
Thorit	2,00	51,7	1,034	25,7 26,3	24,8 25,4
Thorianit	1,29	76,5	0,987	21,2 25,2	21,5 25,5
Thoriumnitrat (1)	2,20	45,6	1,003	10,7	10,7
„ (2)	2,15	46,6	1,002	12,5	12,5
„ (3)[1])	1,00	38,0	0,38	4,3	11,3
„ (4)	0,77	48,9	0,376	8,3	22,1
„ (5)	2,07	48,3	1,00	22,0	22,0

beobachteten Aktivitäten würde daher keinen Vergleich der auf die Rechnung von Thorium kommenden Aktivitäten geliefert haben. Infolge der schnellen Abnahme der induzierten auf Rechnung von Radium und Aktinium kommenden Aktivitäten im Vergleich zu der von Thorium hervorgerufenen, waren jedoch die vier Stunden nach dem Ausschalten der Potentialdifferenz beobachteten Aktivitäten durchaus auf Rechnung von Thorium zu setzen; der durch Radium und Aktinium erzeugte Anteil war ganz zu vernachlässigen. Zwei Beobachtungsreihen wurden an Thorit und Thorianit ausgeführt; die zweite Reihe wurden unter günstigeren Versuchsbedingungen ausgeführt. Die durchschnittlichen beobachteten Aktivitäten, die bei der ersten Serie erhalten wurden, waren 25,7 bei Thorit und 21,2 bei Thorianit, während die bei der zweiten Reihe erzielten bezw. 26,3 und 25,2 betrugen.

In Spalte VI ist die Aktivität pro Gramm Thoriumoxyd für die einzelnen Substanzen angegeben. Sie ist durch Dividieren der Zahlen von Spalte V durch die von Spalte IV erhalten. Der Kürze wegen möge diese Zahl die spezifische Thoriumaktivität der Substanz genannt werden. Die Übereinstimmung zwischen den spezifischen Thoriumaktivitäten von Thorit und Thorianit ist ganz auffällig, wenn man den Unterschied der Natur und des Ursprungs dieser Mineralien und die Versuchsschwierigkeiten in Betracht zieht. Andererseits besteht eine gerade ebenso enge Übereinstimmung zwischen den spezifischen Thoriumaktivitäten der ersten drei Thoriumnitrate der Tabelle. Trotzdem ist ein ausgeprägter Unterschied zwischen den spezifischen Aktivitäten der beiden Gruppen vorhanden; das Thorium der Salze ist nur etwa halb so aktiv wie das in den Mineralien vorhandene Thorium. Dieser Unterschied ließe sich nicht durch etwaige Versuchsfehler oder zufällige Fehler erklären, sondern müßte in irgendwelcher anderen Weise ausgelegt werden. Zuerst vermutete ich, daß Thorium aus zwei oder mehreren einfachen Elementen zusammengesetzt sein könnte, von denen das eine radioaktiven Zerfall erleidet und die charakteristische Thoriumemanation aussendet. Hiernach würde die spezifische Thoriumaktivität für verschiedene Substanzen verschieden sein, bei denen die Menge der Emanation aussendenden Komponenten nicht proportional zu ihrem Gehalte an den übrigen Bestandteilen ist. Der Unterschied der spezifischen Aktivitäten erklärt sich demnach, während die Übereinstimmung, die von weit größerer Bedeutung ist, noch zu erklären bleibt. Wegen ihrer Unwahrscheinlichkeit und Unzulänglichkeit wurde diese Annahme ebenso wie mehrere andere, die hier nicht erörtert werden sollen, zugunsten einer anderen Annahme fallen gelassen.

Nach dieser Hypothese ist Radiothorium ein Zerfallsprodukt von Thorium und der Erzeuger von Thorium X. Da Thoriumemanation ein radioaktives Produkt von Thorium X ist, so ist der von einer Substanz ausgesandte Betrag der vorhandenen Menge an Thorium X proportional. Bei einer Substanz, bei der sich Thorium X und Radiothorium in radioaktivem Gleichgewicht befinden, ist die zur Abscheidung kommende Menge an Thoriumemanation proportional dem Betrage sowohl an Thorium X als an Radiothorium, aber nicht notwendigerweise zu dem in der Substanz vorhandenen Thorium. Wenn jedoch alle drei Komponenten d. h. sowohl Thorium als Radiothorium und Thorium X, sich in radioaktivem Gleichgewicht befinden, so gilt die Proportionalität für alle drei. Alle untersuchten Substanzen befanden sich nun mit Bezug auf Thorium X in radioaktivem Gleichgewicht. Die von irgendeiner von ihnen entwickelten Menge Thoriumemanation muß daher entweder nur dem Betrage von Radiothorium oder dem Betrage sowohl von Radiothorium als von Thorium proportional sein, je nachdem letzteres sich in radioaktivem Gleichgewicht in der Substanz befunden hat oder nicht.

Die in den obigen Tabellen angegebenen Versuchsergebnisse sind als natürliche Schlußfolgerungen aus dieser Hypothese abzuleiten. Der Betrag der von den Lösungen der Mineralien entwickelten Thoriumemanation muß daher zu ihrem Gehalt an Thorium sowohl als an Radiothorium proportional sein, da diese aller Wahrscheinlichkeit nach in den Mineralien sich in radioaktivem Gleichgewicht befinden. Mit anderen Worten: die spezifische Thoriumaktivität der Mineralien muß die gleiche sein. Dies wurde auch bei den untersuchten Substanzen und auch bei dem aus Thorianit hergestellten Thoriumnitrat No. 5 erwiesen.

Andererseits führt diese Hypothese zu der Schlußfolgerung, daß die schwache spezifische Thoriumaktivität der im Handel hergestellten Salze auf Rechnung des Verlustes eines Teiles des Radiothoriums zu setzen ist, der bei dem Vorgang der chemischen Darstellung erfolgt. Wenn daher Thoriumnitratsalze aus Mineralien hergestellt werden, ohne daß irgendein Verlust von Radiothorium stattfindet, so muß ihre spezifische Thoriumaktivität die gleiche wie die der Mineralien sein. Um dies zu prüfen, wurde das Thoriumnitrat No. 4 aus 10 Gramm Monazit von North Carolina hergestellt. Die spezifische Thoriumaktivität dieses Salzes betrug 22,1. Dies ist etwa der gleiche Wert wie die spezifische Thoriumaktivität von Thoriumnitrat No. 5 und den Mineralien Thorit und Thorianit.

Das aus dem gleichen Mineral North Carolina Monazit hergestellte Thoriumnitrat No. 1 besaß jedoch eine spezifische Thoriumaktivität von nur 10,7.[1]) Die einzige rationelle Erklärung für diesen großen Unterschied der Aktivität des aus demselben Mineral aber nach zwei verschiedenen analytischen Methoden erzielten Thoriums ist die eben angegebene.

Thorium und Radiothorium befanden sich also bei den Proben von North Carolina Monazit, aus denen die Thoriumnitrate No. 1 und 4 hergestellt waren, in radioaktivem Gleichgewicht. Kein nennenswerter Betrag an Radiothorium war bei der Herstellung von Thoriumnitrat No. 4 verloren worden. Deswegen befanden sich bei diesem Salze Thorium und Radiothorium im Gleichgewicht. Hierdurch wird auch der Umstand erklärt, daß seine spezifische Thoriumaktivität ungefähr die gleiche wie die der Mineralien war.

Etwa die Hälfte der Gleichgewichtsmenge von Radiothorium muß andererseits aus Thoriumnitrat (1) während des Vorganges seiner chemischen Darstellung abgeschieden worden sein. Die wenigen Jahre, die zwischen seiner Herstellung aus dem Mineral und den Versuchen verstrichen waren, waren zu kurz, als daß Thorium und Radiothorium im Salz radioaktives Gleichgewicht hätte erreichen können; daher die niedrige spezifische Thoriumaktivität.

Die wichtigsten Schlußfolgerungen, zu denen mich die obigen Versuche geführt haben, lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Die in den Mineralien vorhandene Menge Radiothorium ist zu der Menge des darin enthaltenen Thoriums proportional. Radiothorium ist daher ein Umwandlungsprodukt von Thorium.

2. Wenn Thorium und seine aufeinanderfolgenden Produkte Radiothorium und Thorium X in einer Substanz sich in radioaktivem Gleichgewicht befinden, so ist die von der Substanz entwickelte Menge Thoriumemanation zu der Menge proportional, in der irgendeines und auch alle Produkte zugegen sind.

3. Der Unterschied der spezifischen Thoriumaktivitäten von Substanzen, die mit Bezug aus Thorium X sich in radioaktivem Gleichgewicht befinden, rührt von der Abscheidung eines Teiles der Gleichgewichtsmenge Radiothorium aus der Substanz her.

4. Der Umstand, daß das vor langen Jahren hergestellte Thoriumnitrat No. 3 ein beträchtliches Minus an Radiothorium besaß, weist darauf hin, daß die Erholungsgeschwindigkeit und daher auch die Geschwindigkeit des Abfalls von Radiothorium sehr gering ist und daß daher die Halbwertperiode nicht weniger als zwei Jahre betragen kann.

Zum Schlusse möchte ich Herrn Professor H. A. Bumstead für die Anregung zu den vorliegenden Untersuchungen und für das freundliche Interesse, das er während des Fortgangs der Arbeit daran bekundet hat, meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Sheffield, Scientific School; Yale-Universität, New Haven, Conn.

(Aus dem Englischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 21. Mai. 1906.)

1) Herr Dr. B. B. Boltwood hat diese Substanzen nach einer Methode untersucht, die er in einer in der nächsten Nummer der Zeitschrift veröffentlichten Arbeit beschreibt; er hat hierbei ähnliche Resultate erzielt.

Über einige Eigenschaften der α-Strahlen des Radiothoriums. II.

Von O. Hahn.

Die erste Mitteilung über diesen Gegenstand (diese Zeitschr. 7, 412, 1906) handelte von den Eigenschaften der α-Partikeln des aktiven Beschlags von Thorium. Es wurde gezeigt, daß der aktive Beschlag außer aus Thorium A aus zwei α-Strahlenprodukten besteht, nämlich Thorium B und Thorium C, die einen durchaus verschiedenen Ionisationsbereich haben für Luft und andere Substanzen.

Die vorliegende Mitteilung befaßt sich mit dem Ionisationsbereiche der übrigen α-Strahlenprodukte des Thoriums und zwar des Radiothoriums, des Thorium X und der Thoriumemanation. Die Methode war, mit Ausnahme der Versuche mit der Emanation, derjenigen sehr ähnlich, die von Bragg und Kleeman[1]) für die verschiedenen α-Strahlenprodukte des Radiums ausgearbeitet wurde. Der Apparat mußte allerdings aus weiter unten anzugebenden Gründen etwas abgeändert werden.

In dem vorliegenden Falle stößt man nun von vornherein auf einige besondere Schwierigkeiten. Zwei Hauptbedingungen müssen nämlich erfüllt sein, um gut abgegrenzte Ionisationskurven zu erhalten:

1. Das zur Untersuchung gelangende Material muß in einer äußerst dünnen Schicht vorliegen, damit alle α-Partikeln in die umgebende Luft entweichen, ohne eine merkliche Absorption in der aktiven Substanz selbst erlitten zu haben.

2. Diese dünne Schicht Material muß stark radioaktiv sein, um bei Verwendung einer engen Ionisationskammer im Elektrometer einen hinreichend großen Effekt zu erzielen.

Für reines Radiumsalz bietet die Bedingung 2 wegen seiner außerordentlich hohen Aktivität keinerlei Schwierigkeit. Im vorliegenden

1) Phil. Mag. Dez. 1904; Phil. Mag. Sept. 1905.

Falle war die Stärke der für die Untersuchung verfügbaren Radiothoriumpräparate von der Größenordnung etwa $^1/_{1000}$ verglichen mit reinem Radiumbromid. [Eine Ausnahme bildet Fig. 1a, für die ein beträchtlich stärkeres Präparat verwandt wurde.] Man konnte daher im allgemeinen für das Radiothorium nicht so exakte Resultate erwarten wie für das Radium.

Eine andere Schwierigkeit liegt in der beständigen Anwesenheit der Emanation, die auch von den festen Radiothoriumpräparaten in reichem Maße nach außen entweicht. Sie diffundiert in der Luft zwischen dem aktiven Präparat und der Meßkammer. Da somit die α-Partikeln, die von der Emanation selbst ausgesendet werden, aus den verschiedensten Entfernungen in der Meßkammer eintreten, so werden die Ionisationskurven, wenn man nicht für eine schnelle Beseitigung der Emanation sorgt, unklar und für ein Studium des Ionisationsbereichs der einzelnen Strahlengruppen ungeeignet.

Um die von der Emanation herrührenden Strömungen zu vermeiden, wurde die folgende Anordnung getroffen, die sich als ziemlich zweckmäßig erwies. Anstatt die aktive Substanz auf einem kleinen Tischchen anzubringen, wie es in der ersten Mitteilung für den aktiven Beschlag getan wurde, wurde diesmal ein kleiner Trichter verwandt. In diesen wurde ein flacher Porzellan- oder Platindeckel mit der dünnen Schicht aktiver Substanz so angebracht, daß er an keiner Seite dicht an der Trichterwand ansaß. Dies geschah mit Hilfe einiger ziemlich dicker Metallstreifen, die über die Trichterwand herabhingen. Der untere enge Teil des Trichters war mittels Gummischlauchs mit einer Wasserstrahlpumpe verbunden. Wiederum war die Meßkammer sowohl als die Trichteranordnung mit der Strahlenquelle in einem Metallkasten angebracht, der zur Erde abgeleitet war, um äußere Einflüsse auszuschalten.

Mit Hilfe der Pumpe wurde ein konstanter Luftstrom durch den Trichter nach unten gesogen. Dieser Luftstrom nahm die Emanation, sobald sie von dem aktiven Material abgegeben wurde, mit sich und verhinderte so ihre Diffusion nach oben.

Für große Entfernungen zwischen der Strahlenquelle und der Meßkammer arbeitete diese Anordnung recht befriedigend. Für kurze Entfernungen ließen sich indessen von der Emanation herrührende Störungen niemals ganz beseitigen. Um auch diese zu verhüten, war es nötig, die aktive Substanz mit einer dünnen, gleichmäßigen Schicht Glimmers luftdicht zu versiegeln.

Dieser Weg wurde daher einige Male und mit Erfolg eingeschlagen. Die Glimmerschicht drückt den Bereich der α-Partikeln in der Luft um einen bestimmten Betrag herab und diese Hemmungsfähigkeit des Glimmers, verglichen mit Luft, muß in einem anderen Versuch bestimmt werden. Zu diesem Zwecke wurde ein mit dem aktiven Beschlag des Thoriums bedeckter Draht verwandt. Die Ionisationskurve wurde aufgenommen mit und ohne den Glimmerschirm, wie es in der früheren Mitteilung beschrieben ist. Aus den erhaltenen Kurven läßt sich die Abnahme des Ionisationsbereichs der α-Strahlen, wenn sie den Glimmer durchdrungen haben, ausdrücken in einer dem Glimmer entsprechenden Luftschicht.

Die Ionisationskammer war dieselbe, wie sie bei der Untersuchung des aktiven Beschlags verwandt wurde, die beiden Metallscheiben waren 0,5 cm voneinander entfernt. Um ziemlich enge Strahlenbündel zu bekommen, wurde eine größere Anzahl von Messingröhren, 1,1 cm hoch und etwa 0,4 cm im Durchmesser, aneinander gesiegelt und auf die aktive Substanz gestellt.

Die Strahlenbündel waren dann schmal genug, um ihren ganzen Querschnitt, auch für die größte zur Untersuchung gelangende Entfernung in die Meßkammer aufzunehmen.

Aus den oben angeführten Gründen ist eine ganz exakte Bestimmung des Ionisationsbereichs der α-Partikeln, wie sie von den verschiedenen Produkten des Thoriums ausgesandt werden, nicht leicht. Da indessen die Versuche immer mehrere Male wiederholt wurden, meist auch mit neu hergestelltem aktivem Material und unter variierenden Bedingungen, so sind die schließlich erhaltenen Resultate wahrscheinlich der Wirklichkeit nahe.

Ionisationskurve eines Radiothoriumpräparats im radioaktiven Gleichgewicht.

Als erste Ionisationskurve wurde die eines starken Radiothoriumpräparats im radioaktiven Gleichgewicht aufgenommen. Wenige Tropfen einer Radiothoriumlösung (Aktivität 100000) wurden auf einem kleinen, flachen Porzellandeckel zur Trockne eingedampft. Die erhaltene Schicht war befriedigend dünn.

Unter der Voraussetzung, daß die α-Partikeln von jedem der fünf verschiedenen α-Strahlenprodukte, die im Radiothorium anwesend sind, einen verschiedenen Durchdringungsbereich für Luft haben, sollte man theoretisch erwarten, daß die Ionisationskurve fünf bestimmte Knicke aufweise. Das erhaltene Resultat zeigt Fig. 1a. Nur zwei wohlunterschiedene Teile sind zu erkennen. Der obere Teil der Kurve, beginnend bei etwa 8,6 cm, weist auf die Anwesenheit von Thorium C hin, dessen Ionisationsbereich ja zu 8,6 cm bestimmt wurde. Etwas unterhalb 6 cm sieht man eine zweite Gruppe von α-Partikeln in das Meßgefäß eintreten; indessen

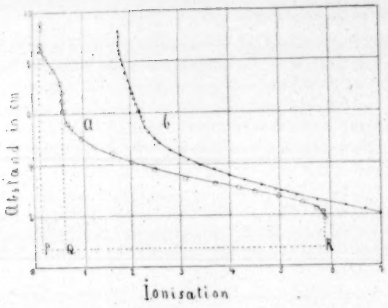


Fig. 1.

ist der Punkt, wo das eintritt, nicht sehr scharf ausgesprochen. Der Abstand PQ stellt den Betrag der Ionisation vor, der vom Thorium C allein herrührt. Der Abstand PR gibt uns die Ionisation der sämtlichen fünf α-Strahlenprodukte zusammen. Man sieht deutlich, daß PR mehr als zehnmal so groß ist als PQ. Theoretisch sollte PR fünfmal so groß sein als PQ, wenn die fünf aufeinander folgenden Produkte alle anwesend sind. Der Unterschied zwischen Theorie und Experiment zeigt an, daß mindestens die Hälfte der in dem Präparat erzeugten Emanation in die Luft entweicht.

Die Abwesenheit irgendwelcher scharf ausgesprochener Knicke (Thorium C ausgenommen) macht es unmöglich, aus dieser Kurve den Ionisationsbereich der verschiedenen Gruppen von α-Partikeln, die den verschiedenen Produkten entsprechen, zu bestimmen.

Fig. 1b zeigt zum Vergleich eine Kurve, wie sie von einer ziemlich dicken Schicht eines Radiothoriumpräparats erhalten wurde. Zur größeren Übersichtlichkeit ist diese Kurve etwas nach rechts verschoben.

Aus den von Bragg und Kleeman für Radium in dicker Schicht erhaltenen Resultaten sollte man erwarten, daß die Neigung der Ionisationskurve gegen die X-Achse jedesmal eine ziemlich scharf ausgesprochene Änderung erfährt, wenn ein neuer Satz von α-Strahlen in die Ionisationskammer eintritt. Wiederum ist nur der dem Thorium C entsprechende Teil der Kurve scharf begrenzt. Unterhalb 6 cm ändert die Kurve dann auch ihre Neigung, aber sie gibt keine X eindeutige Aufklärung über die Ionisationsbereiche der übrigen Produkte.

Die Prüfung der Ionisationskurven des Radiothoriums im Gleichgewicht, ob dieses nun in dünner oder dicker Schicht vorliegt, gibt also kein befriedigendes Resultat über den Ionisationsbereich der verschiedenen α-Strahlenprodukte.

Es war daher notwendig, jedes einzelne Produkt soweit als möglich frei von den übrigen herzustellen und so im einzelnen den Bereich der α-Partikeln, die von dem einheitlichen Produkt ausgegeben wurden, zu bestimmen. Diese Methode, obgleich etwas mühsam, war von Erfolg.

Ionisationskurve von Radiothorium allein, zeitweise befreit von allen seinen Produkten.

Das für diesen und die folgenden Versuche zur Verwendung gelangende Radiothoriumpräparat war anfangs nicht sehr stark aktiv; es enthielt einen großen Teil Eisen und andere Verunreinigungen. Die Aktivität war sicher nicht mehr als einige Tausend (wenn vergl. mit Uran). Um ein Präparat zu erhalten, frei von Thorium X und so wenig als möglich inaktiven Beimengungen, wurde der folgende Weg eingeschlagen: Die saure Lösung wurde mit Ammoniak nahezu neutralisiert. Ein geringer Niederschlag fiel aus, ein großer Teil des Thorium X und des Eisens usw. blieb in Lösung. Nach dem Abfiltrieren wurde der Niederschlag in Salpetersäure gelöst und die Lösung mehrmals in derselben Weise behandelt wie vorher. Nur so viel Ammoniak wurde verwandt, daß nur ein kleiner Teil des vorherigen Niederschlags wieder ausfiel, während der größere Teil in Lösung blieb. Dieser Prozeß der Auflösung und teilweisen Fällung wurde ein drittes Mal ausgeführt. Ich habe früher mitgeteilt[1]), daß auf diesem Wege wahrscheinlich eine Konzentration des Radiothoriums möglich ist, da dieses sich vergleichsweise mehr in den ersten als in den späteren Anteilen eines Ammoniakniederschlags vorzufinden scheint. Andererseits war es äußerst unwahrscheinlich, daß sich in diesem allerersten Niederschlag noch irgendeine Spur von Thorium X vorfände, da dieses ja immer in Lösung bleiben mußte.

Der kaum sichtbare Niederschlag wurde mittels etwas Salpetersäure vom Filter aufgelöst und auf einem Porzellantiegeldeckel eingedampft. Die erhaltene Schicht war äußerst dünn und zeigte vergleichsweise starke α-Aktivität.

Die Ionisationskurve wurde unmittelbar nach der Herstellung dieses Präparats aufgenommen. Fig. 2a zeigt das erhaltene Resultat.

Die Kurve hat durchaus die Gestalt, die man für ein einheitliches α-Strahlenprodukt erwarten sollte. Die Ionisationswirkung der α-Partikeln beginnt bei 3,9 cm, nimmt dann sehr schnell zu, erreicht ein Maximum und nimmt dann mit abnehmender Entfernung von der Strahlenquelle allmählich ab. Eine andere Kurve wurde drei Stunden später aufgenommen und zeigte praktisch dasselbe Resultat. Wir

1) Diese Zeitschr. 7, 412, 1906.

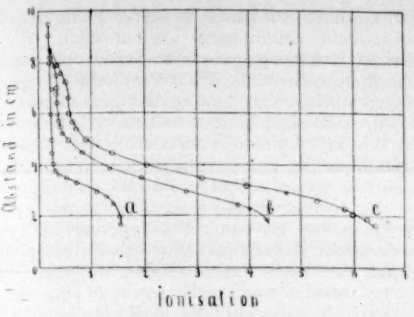


Fig. 2.

haben hieraus den Schluß zu ziehen, daß die α-Partikeln des Radiothoriums selbst aufhören die Luft zu ionisieren in einer Entfernung von etwa 3,9 cm.

Daß die erhaltene Kurve beträchtlich vom Radiothorium herrührt, ergibt sich aus dem späteren Verhalten des Präparats. Kurve 2b wurde mit demselben Präparat unter durchaus denselben Bedingungen vier Tage später aufgenommen. Die Gestalt der Kurve ist sehr verschieden. Die erste Ionisationswirkung der α-Strahlen beginnt schon bei viel größerem Abstand, nämlich etwa 8,6 cm. Von meiner ersten Mitteilung ist bekannt, daß dieser Effekt von den Strahlen des Thoriums C kommt. Eine Änderung der Ionisationskurve hat dann kurz unterhalb 6 cm statt, was andeutet, daß hier ein neues α-Produkt seine Wirkung der des Thoriums C zuaddiert. Die Strahlen dieses Körpers haben ein geringeres Durchdringungsvermögen als die des Thoriums C, aber ein größeres als die des Thoriums B und Radiothoriums. Da von den α-Produkten nur noch das Thorium X und die Emanation übrig bleibt, so können wir schließen, daß die beobachtete Änderung unterhalb 6 cm von einem dieser beiden oder beiden zusammen herrührt. Da ein größerer Teil der Emanation aus dem Präparat entwich und von dem Luftstrom fortgeführt wurde, so erscheint es wahrscheinlich, daß der Durchdringungsbereich von etwas weniger als 6 cm den α-Strahlen des Thoriums X zukommt. Dieser Schluß wird durch später folgende Resultate bestätigt.

In den vier Tagen hat das Radiothorium schon mehr als die Hälfte des Maximalbetrags von Thorium X gebildet. Das Thorium X gibt die Emanation und diese ihrerseits Thorium B und C. Die Ionisation, von dem letzteren herrührend, sollte daher in der Figur zu beobachten sein, und wie wir gesehen haben, ist dies auch der Fall.

Naturgemäß muß auch derselbe Betrag von Thorium B anwesend sein, aber da das Durchdringungsvermögen der α-Partikeln des Thoriums B nur 5 cm beträgt, so wird sich ihr Effekt nur zu dem des Thoriums X addieren, ohne einen deutlichen Knick in der Kurve hervorzurufen.

Fig. 2c zeigt die Kurve, die von demselben Produkt 21 Tage nach seiner Herstellung aufgenommen wurde. Die Gesamtionisation ist nun mehr als viermal so stark als zu Beginn, und der Teil, zu Thorium C und Thorium X gehörig, bei weitem mehr ausgeprägt als in der Fig. 2b.

Man erkennt, daß die Kurve c der Fig. 2 der Kurve b in Fig. 1 sehr ähnlich ist, ein Resultat, das zu erwarten war, da beide die Ionisation des Radiothoriums im Gleichgewicht vorstellen.

Es ist nicht leicht, die Gestalt der Kurve akkurat zu erhalten, wenn man der Strahlenquelle sehr nahe kommt, da sich die Störungen, die durch die Abgabe der Emanation hervorgerufen werden, nicht mehr vermeiden lassen. So konnte zum Beispiel die letzte Krümmung der Kurve c (Fig. 2) nicht mehr mit Genauigkeit erhalten werden. Aus diesem Grunde wurden daher auch manche Kurven nicht bis sehr nahe an die strahlende Schicht aufgenommen. Die Störungen der Emanation sind natürlich in stark emanierenden Präparaten am größten und nehmen schnell zu, wenn die Ionisationskammer dem aktiven Präparate näher kommt.

Da es indessen der Gegenstand dieser Arbeit ist, den Maximaldurchdringungsbereich der α-Strahlen für die einzelnen Produkte zu bestimmen, so ist es von keiner großen Wichtigkeit, die Gestalt der Kurve nahe an dem aktiven Material genau zu kennen.

Ionisationskurve von Thorium X.

Das für die Aufnahme seiner Ionisationskurve benutzte Thorium X wurde in der üblichen Weise erhalten, indem man Thorium — oder, wie in vorliegendem Falle — Radiothorium mit Ammoniak fällt, wobei das Thorium X in Lösung bleibt. Beim Thorium X gelingt es nicht gleich, das Filtrat frei von Radiothorium selbst zu bekommen; das erhaltene Thorium X enthält vielmehr gewöhnlich einen kleinen Betrag desselben, und seine Aktivität fällt daher nicht völlig nach Null ab. Wenn man durch Zusatz von wenig Eisenlösung zum Filtrat die Fällung wiederholt, so ist die Entfernung des Radiothoriums aus der Lösung mehr vollständig, allerdings fällt dann auch ein Teil des Thoriums X mit aus und schwächt das Filtrat.

Es ist Sorge dafür zu tragen, daß nur reine Chemikalien und gutes destilliertes Wasser verwandt werden, da alle nicht flüchtigen Verunreinigungen beim Thorium X bleiben. Die

Anwesenheit solcher Verunreinigungen macht es dann kaum möglich, eine hinreichend dünne Schicht zu bekommen, wie sie zu dem Experiment gebraucht wird.

Nach dem Vertreiben der Ammonsalze wird das Thorium X wiederum aufgelöst, auf einen flachen Platindeckel gebracht und sorgfältig eingedampft. Alsdann wird der Deckel für einige Zeit am Gebläse erhitzt, wobei Thorium A fast vollständig, Thorium B und C zum großen Teil entfernt werden.

Wenige Stunden nach dem Erhitzen sollte das Thorium X vom aktiven Beschlag fast völlig frei sein; die in großem Betrag beständig entstehende Emanation ist natürlich nicht zu umgehen. Kurve a in Fig. 3 zeigt die Ionisationskurve für Thorium X unter den angegebenen Bedingungen.

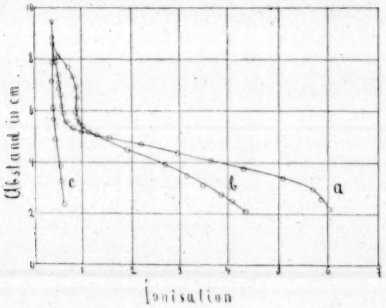


Fig. 3.

Man erkennt, daß bei einer Entfernung von etwa 5,7 cm die Ionisation sehr schnell anwächst, ein Zeichen, daß bei diesem Punkte die α-Strahlen eines stark aktiven Produkts in die Ionisationskammer eintreten. Oberhalb 5,7 und ansteigend bis 8,6 cm findet eine schwache Ionisation durch α-Strahlen statt, die von einer geringen Menge Thorium C herrühren, das noch im Thorium X enthalten ist oder schon wieder aus der Emanation gebildet wurde.

Die α-Partikel mit dem Bereich von 5,7 cm gehören sicherlich zum Thorium X, aber es ist schwer, den wirklichen Bereich exakter als auf 1 oder 2 mm mit Sicherheit anzugeben, da die Störungen, die von der beständig abgegebenen Emanation verursacht werden, auch mit einem lebhaften Luftstrome nicht ganz beseitigt werden können.

Um zu sehen, inwieweit die Emanation die Messungen störend beeinflußte, wurde die aktive Substanz luftdicht abgeschlossen mit Hilfe eines dünnen Glimmerschirms, der direkt auf das Thorium X aufgewachst war. Dann wurde die Ionisationskurve von neuem aufgenommen. Der Glimmer entsprach in seiner Fähigkeit, die α-Partikeln aufzuhalten, 2,0 cm Luft. Wenn dies in Rechnung gebracht wurde, so wurde der Maximalbereich der α-Partikeln als praktisch identisch mit dem vorher gefundenen erkannt, der ohne Glimmerschirm erhalten war.

Wir können also hieraus schließen, daß die α-Strahlen des Thoriums X bei einem Abstande von etwa 5,7 cm aufhören die Luft zu ionisieren.

Die Kurven b und c in Fig. 3 geben die Ionisation des Thoriums X 5 Tage und 28 Tage nach seiner Bereitung. Man erkennt klar aus b, daß in diesem Falle, wo das Material stark erhitzt worden war, nicht so viel Emanation in die Luft entweicht, als z. B. in dem Falle für die Kurve c in Fig. 2. Denn der dem Thorium C zugehörige Teil der Kurve ist äußerst klar und stark ausgesprochen, was eben anzeigt, daß im erhitzten Thorium X ein größerer Betrag von aktivem Beschlag anwesend ist, als im nicht erhitzten Radiothorium (Fig. 2c).

Da das Thorium X beständig an Aktivität abnimmt, so nimmt die Ionisation der aus ihm entstandenen Produkte im selben Maße ab. Die sehr geringe Restaktivität, wie sie in Kurve c (Fig. 3) angegeben ist, zeigt, daß das Thorium X sehr nahe frei von Radiothorium oder Radium war.

Ionisationsbereich der α-Partikeln der Thoriumemanation.

Wegen der starken Emanationskraft von Radiothorium- oder Thorium-X-Präparaten läßt sich die elektrische Methode zur Bestimmung des genauen Ionisationsbereichs der Emanation nicht mit Erfolg anwenden. Auch wenn die emanierende Substanz mittels eines Glimmerschirmes luftdicht abgeschlossen wurde, konnte man keinen weiteren deutlichen Knick in der Kurve erkennen, was vermuten ließ, daß der Bereich der α-Partikeln aus der Emanation von dem der übrigen α-Partikeln mit weniger als 6 cm nicht sehr verschieden sein werde.

Der Ionisationsbereich der α-Partikeln, die von der Emanation ausgesandt werden, konnte indessen bestimmt werden, wenn man unter besonderen Bedingungen den Abstand bestimmte, bis zu welchem die α-Partikeln noch Szintillation auf dem Zinksulfidschirm hervorriefen.

Die hierzu verwandte Anordnung war im allgemeinen dieselbe, wie sie für die Bestimmung des Maximalbereichs der α-Strahlen des Thoriums C nach der Szintillationsmethode in der ersten Mitteilung des Verf. angegeben wurde. Nur wurde der aktivierte Draht durch ein flaches Metallbüchschen ersetzt, das wenige Millimeter hoch war und etwa 2,5 cm Flächenausdehnung hatte. Ein dünner Glimmerschirm, der für die Emanation undurchdringlich ist,

wurde auf den oberen Rand des offenen Büchschens aufgewachst. Zwei enge Glasröhrchen waren an dem Gehäuse angebracht. Ein langsamer Luftstrom strich durch eine Glasröhre über ein starkes Radiothoriumpräparat und nahm die Emanation mit, ging durch das flache Metallgehäuse mit der Glimmerdecke und entwich durch eine ziemlich lange Schlauchleitung, um die Emanation vollständig aus der Nähe des Zinksulfidschirms zu entfernen.

In dem Augenblick, wo die Luft die Emanation in das Metallgefäß brachte, konnte man auf dem nahe über dem Gefäß verschiebbar angebrachten Zinksulfidschirm die Szintillationen erkennen, die von den α-Partikeln herkamen, die aus der Emanation durch den Glimmer hindurch nach oben gedrungen waren.

Durch Änderung des Abstandes zwischen Büchschen und Zinksulfidschirm ließ sich der Abstand bestimmen, bei dem das Szintillieren aufhörte. Allerdings ist es nicht sehr leicht, diesen Punkt zu finden, da die Szintillationen am Ende des Ionisationsbereichs der α-Strahlen sehr schwach werden. Die zuletzt noch beobachtbaren Szintillationen kommen von α-Partikeln aus dem höchsten Teile des Büchschens, während die von tieferen Teilen bereits verschwunden sind. In diesem allmählichen Abnehmen der Anzahl und Stärke der Szintillationen kommt noch ein weiterer Punkt der Ungewißheit. Nachdem eine größere Menge Emanation durch das Metallgehäuse geblasen ist, beginnt allmählich der aktive Beschlag in immer steigendem Maße in Erscheinung zu treten und, da die Strahlung des aktiven Beschlags von Thorium die durchdringendsten α-Strahlen enthält, die man bisher kennt, so erkennt man bald Szintillationen auf Entfernungen, die viel größer sind, als dem Maximalbereich der α-Partikeln der Emanation selbst entsprechen.

Es ist daher die nach der Szintillationsmethode erhaltene Zahl für den Maximalbereich innerhalb kleiner Grenzen unsicher; da indessen die Resultate von verschiedenen Messungsreihen in guter Übereinstimmung waren, so ist der beobachtete Wert wahrscheinlich nicht weit vom wahren entfernt. Für die beschriebene Anordnung wurde als Maximalabstand, bei dem Szintillationen von α-Strahlen aus der Emanation noch eben beobachtet werden konnten, 4,0 cm gefunden. Da indessen die α-Strahlen bereits einen dünnen Glimmerschirm durchdrungen hatten, der in seiner Aufhaltungsfähigkeit 1,2 cm Luft entsprach, so ergibt sich für den Maximalbereich der α-Partikeln aus der Emanation, wenn nach der Szintillationsmethode gemessen,

$$4{,}0 + 1{,}2 = 5{,}2 \text{ cm}.$$

In meiner ersten Mitteilung über die Ionisation der α-Strahlen führte ich an, daß die elektrische Methode etwas empfindlicher zu sein scheint als die der Szintillationen, wenn es sich um den Maximalbereich von α-Strahlen handelt. So wurde für den der Strahlen des Radiums C und Thoriums C nach der elektrischen Methode 7,06 und 8,6 cm gefunden, während die Szintillationsmethode nur 6,8 und 8,3 cm ergeben hatte.

Der wirkliche Bereich der α-Partikeln der Emanation für Luft, wenn er nach der elektrischen Methode bestimmt wäre, dürfte daher auch etwas größer sein und zwar

$$5{,}2 + 0{,}3 = 5{,}5 \text{ cm}.$$

In der folgenden Tabelle ist der Maximalbereich der α-Partikeln der fünf verschiedenen Thoriumprodukte zusammengestellt. Zum Vergleich ist der Bereich der α-Partikeln für die Radiumprodukte, wie er von Bragg und Kleeman bestimmt ist, ebenfalls angeführt:

Produkt	Bereich der α-Partikeln in Luft bei Atmosphärendruck und -Temperatur	Produkt	Bereich der α-Partikeln dto.
Thorium . .	strahlenlos?	Radium	3,50 cm
Radiothorium	3,9 cm	Emanation	4,23 „
Thorium X .	5,7 „	Radium A	4,83 „
Emanation .	5,5 „	Radium B	nur β-Strahlen
Thorium A .	strahlenlos	Radium C	7,06 cm
Thorium B .	5,0 cm	Radium D	strahlenlos
Thorium C .	8,6 „	Radium E	nur β-Strahlen
		Radium F[1])	3,85 cm

Die in der vorliegenden Untersuchung über die α-Strahlen des Thoriums erhaltenen Resultate sind in voller Übereinstimmung mit der Theorie über die Absorption der α-Strahlen, wie sie von Bragg und Kleeman aufgestellt wurde.

Die von jedem einzelnen Produkt ausgeschleuderten α-Strahlen bewegen sich mit derselben Geschwindigkeit und hören, nachdem sie eine ganz bestimmte Entfernung in der Luft zurückgelegt haben, ziemlich plötzlich auf, das Gas zu ionisieren. Die α-Partikeln der verschiedenen Produkte unterscheiden sich voneinander nur durch die verschiedene Anfangsgeschwindigkeit, welch letztere dann ihren Ionisationsbereich in Luft bestimmt.

Wenn wir annehmen, daß die α-Partikeln des Thoriums und des Radiums identisch sind, so zeigt uns das Resultat der vorliegenden Untersuchung, daß die α-Strahlen des Thoriums im Durchschnitt mit einer etwas größeren Geschwindigkeit ausgeschleudert werden, als die des Radiums. In beiden Fällen ist die Geschwindigkeit der α-Partikeln der korrespondierenden Produkte Radium C und Thorium C bedeutend größer als die der α-Partikeln der übrigen.

1) Der Bereich der α-Partikeln von Radium F (Radiotellurium) ist neuerdings von Dr. Levin im hiesigen Institut bestimmt worden.

Anmerkung. In der ersten Mitteilung über diesen Gegenstand habe ich einige Versuche angeführt, die im Gange sind, um endgültig festzustellen, ob die Aktivität des Radiothoriums merklich mit der Zeit abnimmt oder nicht. Ich gab an, daß zwei Probeuhrgläser eine Abnahme ihrer Aktivität zeigten, und daß ein anderes luftdicht abgeschlossenes Uhrglas sich in Untersuchung befindet. Die Aktivität aller dieser Proben nimmt langsam ab, allerdings, wie es scheint, nicht sehr regelmäßig, und es ist noch nicht genügend Zeit vergangen, um die Zerfallsperiode mit irgendwelcher Genauigkeit angeben zu können.

Zum Schlusse sage ich Herrn Prof. Rutherford herzlichen Dank für seine Anregung und liebenswürdigen Beistand bei dieser Arbeit und für das Interesse, das er an den Versuchen nahm.

Montreal, Physikalisches Institut der Mc Gill-Universität 21. Mai 1906.

(Eingegangen 2. Juni 1906.)

Nachtrag zu meiner vorläufigen Mitteilung: Über Widerstandsänderungen dünner Metallschichten durch Influenz.

Von Emil Bose.

Eingehendere Versuche zu dem Gegenstande haben mich zu der Überzeugung gebracht, daß meine letzthin[1]) improvisierten mitgeteilten Versuche erheblich durch eine Fehlerquelle entstellt sind, auf deren Vorhandensein ich leider erst bei weiteren Versuchen aufmerksam geworden bin, und ich ziehe es daher vor, den experimentellen Teil meiner Mitteilung zurückzuziehen. Es zeigte sich bei meinen weiteren Versuchen nämlich, daß es sehr schwer ist zu vermeiden, daß Strom von der Influenzmaschine in die Brückenanordnung gelangt. Ein Teil dieses Stromes fließt dann durch das hochempfindliche Spiegelgalvanometer, welches als Nullinstrument in der Brücke dient. Solche Ströme erhält man, gleichviel welche Ecke des Brückensystems man zur Erde ableitet, und es werden dadurch Widerstandsänderungen vorgetäuscht, welche in diesem Umfange in Wirklichkeit nicht vorhanden sind. Man kann nun aber die Fragestellung umkehren und sagen: Wenn die auf anderen Wegen gefundenen Elektronenzahlen pro Volumeinheit Platin im Mittel 10^{22} ergeben haben, dann wären Widerstandsänderungen im Betrage von etwa ein Promille bei meiner Versuchsanordnung zu erwarten gewesen. Da diese nunmehr nicht auftreten, so ist die Frage, wo die durch Influenz zu- oder abgeführte Elektronenzahl sich befindet. Solange man feste Dielektrika in Berührung mit den dünnen Metallschichten hat, wie das bei meinen Versuchen der Fall war, hilft die durch den bekannten Versuch mit der auseinandernehmbaren Leidener Flasche gestützte Anschauung, daß die Ladungen hier am Dielektrikum haften und daher nicht zur metallischen Leitung beitragen. Das Ausbleiben des Effekts findet damit also eine plausible Erklärung. Anders wird aber die Sache, sobald wir durch Annäherung einer geladenen Metallfläche die freie Oberfläche einer solchen dünnen Metallschicht influenzieren. Dann befindet sich die Influenzladung unzweifelhaft auf der dünnen Metallschicht selbst und es ist kein Grund einzusehen, weshalb nicht die vermutete Widerstandsbeeinflussung durch Influenz eintreten sollte. Leider sind nun zur Ausführung dieses Versuches die Umstände nicht gerade günstig. Der Abstand der influenzierenden Metallschicht muß erheblich unterhalb der Funkenlänge in Luft bleiben, also bei 3000 Volt etwa ein Millimeter betragen. Der rechnerisch vorauszusehende Effekt ist aber dann an der äußersten Grenze des mit Hilfe der Wheatstoneschen Brücke erreichbaren und zudem ist der Sättigungsstrom durch die Brückenanordnung zur Erde nicht zu vermeiden. Dahingehende Versuche führten bisher zu keinem unzweideutigen Resultat. Naheliegende Kunstgriffe zur geeigneten Erdung der Brückenanordnung (z. B. Erdung eines Punktes inmitten der dünnen influenzierenden Schicht, oder Erdung der beiden Galvanometerecken der Brücke durch zwei möglichst hohe, gleich große Widerstände) ergaben ebenfalls keinen wesentlichen Erfolg. Es gestaltet sich daher die Sachlage augenblicklich derart, daß ein sicherer Nachweis durch Influenz zu bewirkender Widerstandsänderungen nur im höchsten Vakuum möglich sein wird, wo ohne störenden Stromübergang außerordentlich hohe Potentialgefälle an die freie Oberfläche der zu untersuchenden dünnsten Metallschichten angelegt werden können. Die experimentellen Schwierigkeiten werden dabei allerdings nicht ganz klein sein. Versuche dieser Art sind zurzeit in Vorbereitung, doch wollte ich nicht länger zögern, meine früheren, durch grobe Fehlerquellen gestörten Versuche zurückzuziehen, indem ich hoffe, dieselben späterhin durch einwandfreie Influenzversuche im Vakuum ersetzen zu können.

Inzwischen hat, wie ein nach Redaktionsschluß dieser Nummer (18./6. 06) eingegangenes Manuskript zeigt, auch Herr Dr. Pohl im physikalischen Institut der Universität Berlin nachgewiesen, daß bei festen Dielektricis kein merklicher Influenzeffekt feststellbar ist. Da die sehr ausführliche Arbeit des Herrn Pohl großenteils durch die vorstehenden Zeilen erledigt ist, so wird dieselbe nunmehr an anderer Stelle (Ber. d. d. phys. Ges.) zum Abdruck gelangen.

(Eingegangen 17. Juni 1906.)

1) Diese Zeitschr. 7, 373, 1906.

Über den Spannungsabfall in der positiven Schicht in Wasserstoff.[1]

Von P. B. Pentscheff.

In der Theorie der Ionisierung durch Ionenstoß wird dem Spannungsabfall in der einzelnen Schicht der positiven Lichtsäule prinzipielle Bedeutung beigelegt; nach J. Stark[2]) kann dieser Abfall nicht unter einen bestimmten minimalen Wert sinken, dieser gibt das Minimum kinetischer Energie, welches die negativen Elektronionen (Kathodenstrahlen) zur Stoßionisierung benötigen. Herr Geheimrat Riecke stellte mir die Aufgabe, die Abhängigkeit des Spannungsabfalles in der positiven Schicht von Stromstärke und Gasdruck zu untersuchen und zwar für Wasserstoff.

Zuerst wurde versucht, den Spannungsabfall in der positiven Schicht mittels beweglicher oder fester Sonden zu ermitteln. Indes erwies sich diese Methode als vollkommen unbrauchbar infolge der Deformation der Schichten durch die Sonden. Es wurde darum zu den weiteren Messungen ausschließlich folgende von Herrn Prof. Stark angegebene Methode mit gutem Erfolge verwendet. Die Kathode, eine Aluminiumscheibe (30 mm Durchmesser), stand fest, die Anode, ebenfalls eine Aluminiumscheibe, (7 mm Durchmesser) war mittels eines Elektromagneten verschiebbar und konnte darum der Kathode genähert oder bis auf ungefähr 40 cm von ihr entfernt werden. In einigem Abstand von der Kathode tauchte in die negative Glimmschicht eine Platinsonde. Zunächst wurde die Anode von der Kathode so weit fortgezogen, daß mehrere (n_1) Schichten zwischen ihr und der negativen Glimmschicht lagen; dann wurde die Spannungsdifferenz (V_1) zwischen der Anode und der Sonde gemessen. Hierauf wurde unter Konstanthaltung der Stromstärke die Anode der Kathode genähert, so daß die Schichtenzahl auf n_2 abnahm; dadurch sank die Spannungsdifferenz auf V_2. Die auf eine Schicht entfallende Spannungsdifferenz war dann $\frac{V_1 - V_2}{n_1 - n_2}$.

Zur Messung der Spannung diente ein Quadrantelektrometer; zur Evakuierung eine Quecksilberluftpumpe, zur Messung des Druckes ein McLeodsches Manometer. Als Stromquelle diente eine Hochspannungsbatterie.

Der Wasserstoff wurde mittels Elektrolyse hergestellt und durch ein erhitztes Röhrchen aus Palladiumblech in die Versuchsröhre eingeleitet.

Um Quecksilberdämpfe von der Versuchsröhre fernzuhalten, wurde erstens zwischen Pumpe und Röhre ein Ventil eingeschaltet, zweitens eine U-förmige Röhre, die in flüssige Luft tauchte. Sämtliche Glasteile des Aufbaues waren miteinander verschmolzen, Fettdichtungen oder Kittungen waren also nicht vorhanden. Um reinen Wasserstoff in der Versuchsröhre zu haben, erwies es sich als notwendig, vor allem auch die Verunreinigungen zu entfernen, die aus der Röhre und den Elektroden kamen; dies wurde dadurch erreicht, daß die Röhre, während sie dauernd mit einem ziemlich starken Strom beschickt war, einige Tage lang immer wieder vollständig evakuiert und mit reinem Wasserstoff gefüllt wurde.

Als Resultat ergab sich zunächst, daß auf die Schichtung in Wasserstoff bereits minimale Mengen anderer Gase einen großen Einfluß ausüben. Bei Gegenwart geringer Mengen fremder Gase, vor allem von Quecksilberdampf, bilden sich Doppelschichten; es zerfällt nämlich jede Schicht in zwei verschieden gefärbte Teile. In vollständig gereinigtem Wasserstoff sind die Schichten einfach und zeigen längs ihrer Achse homogene Färbung.

Die Gegenwart einer Spur fremden Gases begünstigt die Schichtung (Doppelschichten); je reiner indessen der Wasserstoff wird, desto kleiner ist das Gebiet von Stromstärke und Druck, in welchem die positive Lichtsäule geschichtet ist.

In reinem Wasserstoff nimmt der Spannungsabfall in der positiven Schicht mit wachsender Stromstärke etwas zu bei konstantem Gasdruck und sinkt mit abnehmendem Gasdruck bei konstanter Stromstärke, unterschreitet indes in keinem Falle den Wert von 20 Volt; der größte Wert war 55 Volt.

In unreinem Wasserstoff, bei Gegenwart von Quecksilberdampf und anderen aus der Röhre kommenden Gasen, nimmt der Spannungsabfall in der positiven Schicht mit wachsender Stromstärke zumeist ab und variiert zwischen 13 und 45 Volt, unterschreitet aber auch hier nicht die untere Grenze.

Die vorstehende Untersuchung wurde im Physik. Institut der Universität Göttingen ausgeführt. Herrn Geheimrat Riecke sage ich auch an dieser Stelle für seine Unterstützung herzlichen Dank.

Göttingen, April 1906.

(Eingegangen 3. Mai 1906.)

1) Vorläufige Mitteilung.

2) J. Stark, Ann. d. Phys. **7**, 428, 1902; diese Zeitschr. **6**, 761, 1905; Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik **3**, 48, 1906.

Die Messung von schwachen Wechselströmen.

Von J. K. A. Wertheim-Salomonson.

Von Klemencic wurde eine Methode angegeben zur Messung schwacher Wechselströme. Zwei dünne Drähte von Eisen und Konstantan

wurden einmal umeinander geschlungen. Wird der zu messende Wechselstrom durch den Konstantandraht zum Eisendraht geführt, so erwärmt sich die Kontaktstelle. Dabei entwickelt sich eine thermoelektrische Spannung, welche in ein empfindliches Galvanometer, das an den freien Enden der Drähte angeschlossen ist, zu dem Entstehen eines meßbaren Stromes Veranlassung gibt.

Diese Methode hat praktische Nachteile. Wird die Kontaktstelle verlötet, so wird die Vorrichtung weniger empfindlich. Wird sie nicht verlötet, so ist es bei dünnen Drähten schwierig, einen gutleitenden Kontakt zu erhalten. Demzufolge entsteht an der Kontaktstelle eine Art Kohärerwirkung: sie zeigt geringeren Widerstand für hochgespannte Ströme als für Ströme von niedriger Spannung. Bei der Messung unsymmetrischer Wechselströme, wie man sie von der sekundären Spule eines Induktoriums erhält, fließen die Öffnungsströme durch den Kontakt, während die Schließungsströme manchmal durch das Galvanometer fließen; letzteres zeigt demzufolge sehr große und unregelmäßige Ausschläge.

Ich habe darum versucht, die thermoelektrische Methode sowohl empfindlicher als zuverlässiger zu machen. Beides ist mir in folgender Weise gelungen.

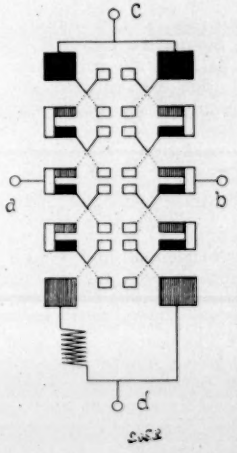
Statt eines einzigen Thermoelementes wurden deren eine große Anzahl verwendet und zwar in zwei parallel geschalteten Reihen. Anfang und Ende der beiden Reihen wurden mit dem Galvanometer verbunden. Jetzt mußte der zu messende Wechselstrom in derartiger Weise durch die Thermokette geführt werden, daß er keinen unmittelbaren Einfluß auf das Galvanometer ausüben konnte. Dies wurde in einfachster Weise erreicht, indem der Wechselstrom an zwei in der Mitte jeder Reihe von Thermoelementen gelegene Punkte angeschlossen wurde. Falls dabei die Widerstände zwischen den vier Klemmen, welche zum Anschluß der Wechselstromquelle und des Galvanometers dienten und deren Wert in Ohm mit p, q, r und s bezeichnet werden soll, sich verhalten wie

$$p : q = r : s,$$

so wird das System tatsächlich einer Wheatstoneschen Brücke ähnlich sein. Hierbei fließt also der bei A und B angeschlossene Strom nicht durch das bei C und D angeschlossene Galvanometer. Ebensowenig werden thermoelektrische Spannungen von gleicher Größe und Richtung in den vier Zweigen p, q, r und s bei einem Strom in dem eigentlichen Viereck oder in AB Veranlassung geben können. Es kann nur an den Klemmen C und D eine thermoelektrische Spannungsdifferenz auftreten.

Die Abgleichung der vier Widerstände geschieht in der Weise, daß in einem der Zweige ein kontinuierlich veränderlicher Widerstand eingeschaltet ist. Man kann die Einstellung vornehmen mit dem Galvanometer und reguliert so lange, bis der Ausschlag des Galvanometers sich nicht ändert bei dem Kommutieren eines bei A und B angeschlossenen konstanten Stromes. Hätte man bei A und B eine Wechselstromquelle angeschlossen, dann wird reguliert, bis ein bei C und D angeschlossenes Telephon schweigt.

Damit nicht alle Kontaktstellen sich durch den zu messenden Wechselstrom erwärmen, sondern nur die erste, dritte, fünfte usw., während die zweite, vierte, sechste usw. kalt bleiben, sind letztere Kontaktstellen aus dicken Platten desselben Materials hergestellt.



Die Figur gibt die Einrichtung schematisch an. Auf einer Hartgummiplatte sind vier Reihen von Metallplättchen montiert. Die beiden äußeren Reihen werden abwechselnd gebildet von je einem Eisen- (schwarz) und einem Konstantanplättchen (schraffiert). Die mittleren Reihen sind aus Messing (weiß) hergestellt. Zwischen je einem Eisen- und Konstantanplättchen ist ein Thermoelement aus 0,021 Millimeter Draht ausgespannt, wobei die anliegenden Messingplättchen nur zur Befestigung der Drähte dienen. Eisendraht und Eisenplättchen sind aneinander angeschlossen, ebenso wie Konstantandraht und Konstantanplättchen. Die einzelnen Thermoelemente sind durch Messingplättchen zu je einer Reihe verbunden. Im Schema ist ein System von zweimal vier Thermoelementen gezeichnet.

In dem von mir gebrauchten Apparat finden sich in jeder Reihe 10 Thermoelemente. Jede

Reihe hat einen Widerstand von 60,1 Ohm. Der Apparat ist mit einer hochpolierten Metallplatte abgedeckt.

Die Ausschläge des Galvanometers sind dem Quadrate der Stromintensität proportional.

Was die Empfindlichkeit bei meinem Apparat anbelangt, so erregt ein Strom von 1 Milliampere eine thermoelektrische Spannung von 7,5 Mikrovolt. — Wurde ein Hartmann- und Braunsches Peristylgalvanometer benutzt, dann ergab 0,172 Milliampere einen Ausschlag von einem Skalenteile auf 1000 Skalenteilen Distanz. Mit einem empfindlicheren Galvanometer, wie z. B. das Panzergalvanometer von Siemens & Halske, läßt sich ein Strom von etwa $2 \cdot 10^{-5}$ Ampere nachweisen.

(Eingegangen 10. Mai 1906.)

Die Wirkungen der Spannung auf die Magnetisierung und ihre wechselseitigen Beziehungen zur Änderung der elastischen Konstanten durch die Magnetisierung.

Von K. Honda und T. Terada.

Bei unseren früheren Experimenten[1]) haben wir die durch die Magnetisierung hervorgerufene Änderung der elastischen Konstanten mehrerer ferromagnetischer Metalle und Legierungen in bezug auf einige Einzelheiten untersucht. Dabei haben wir ganz besonders die Reihenfolge beachtet, in welcher die Spannung und das magnetisierende Feld angelegt wurden, und haben gefunden, daß die Änderung der Elastizität mehr oder weniger verschieden ist, je nach der Reihenfolge, in welcher die Spannung und das Feld erregt werden. Um für die erhaltenen Resultate die richtige Erklärung zu finden, wird es erforderlich sein, an denselben Materialproben die Änderung der Magnetisierung durch Spannung zu untersuchen, und dabei besonders die Reihenfolge zu berücksichtigen, in welcher die Spannung und das Feld angelegt werden. Seit J. J. Thomson[2]) eine theoretische Darstellung der wechselseitigen Beziehung zwischen Magnetismus und Spannung gegeben hat, sind auf eben diesem Gebiete mehrere Theorien veröffentlicht worden[3]), und auch die hier vorliegende Untersuchung dürfte interessantes Material für die Prüfung der Gültigkeit dieser Theorien liefern. In dieser Hinsicht sind uns bereits Rensing[4]) und Cantone[1]) vorangegangen mit Bezug auf Eisen und Nickel; ausführlichere Untersuchungen dürften indessen wünschenswert erscheinen. Von dieser Erwägung ausgehend haben wir eine Reihe von Experimentaluntersuchungen angestellt, einmal über die Änderung der Magnetisierung durch schrittweise Anbringung von Spannungen bei konstant gehaltenen Feldstärken, und zweitens über die Magnetisierung durch Erregung eines magnetisierenden Feldes bei verschiedenen konstant gehaltenen Spannungen, zu dem Zwecke, daraus indirekt die Änderung der Magnetisierung durch Spannungen abzuleiten.

Die untersuchten Materialien waren Schwedisches Eisen, Wolframstahl, Nickel und Nickelstahlsorten mit einem Gehalt von 28,72 bezw. 50,72 und 70,32 Prozent Nickel. All diese Proben waren dieselben, an denen die Änderung der Elastizitätskonstanten untersucht worden war.

§ 1. Versuchsanordnung.

Die Magnetisierungsintensität wurde nach der ballistischen Methode gemessen. Eine Sekundärspule wurde auf eine Glasröhre gewickelt und konaxial in eine Magnetisierungsspule von 40 cm Länge so eingebracht, daß sie in einem gleichförmigen Felde lag. Um die von dem magnetischen Felde für sich allein herrührende Induktion zu kompensieren, wurde eine gleichartige Sekundärspule mit der oben erwähnten Sekundärspule in Serie geschaltet und in eine zweite Spule eingebracht; diese wiederum war der Magnetisierungsspule gleich und mit ihr in Serie geschaltet; durch Verschieben der Sekundärspule in der Primärspule kann so die Induktion auf einen beliebigen Wert eingestellt werden. Der Induktionsstrom wurde durch ein in den Sekundärkreis eingeschaltetes Galvanometer von geringem Widerstand gemessen. Das Galvanometer war in einer Entfernung von ungefähr 15 Metern von dem magnetisierenden System aufgestellt, um eine direkte Einwirkung des letzteren zu vermeiden. Trotzdem zeigten sich im Galvanometer noch Störungen von geringem Betrage, wenn ein starker Strom durch die Magnetisierungsspule geschickt wurde. Um diese Störungen zu beseitigen, wurde die Spule mit der kompensierenden Sekundärspule so gerichtet, daß die direkte Wirkung des kombinierten Systems auf das Galvanometer Null wurde. Die Ablenkung des Galvanometers wurde mittels Skala und Fernrohr abgelesen. Die Empfindlichkeit der Anordnung war derart, daß ein Ausschlag von einem Skalenteil einer Änderung der Magnetisierungsintensität um 1,42 C.G.S.-Einheiten entsprach.

Die Kompensierung des Erdfeldes wurde

1) Diese Zeitschr. **6**, 622, 1905.

2) J. J. Thomson, Applications of Dynamics to Physics and Chemistry, Chapter IV.

3) A. Heydweiller, Ann. d. Phys. (4) **11**, 602, 1903; F. Koláček, Ann. d. Phys. (4) **13**, 1, 1904; Ann. d. Phys. (4) 14, 177, 1904; R. Gans, Ann. d. Phys. (4) **13**, 634, 1904; S. Sano, Proc. Tokyo Math.-Phys. Soc. **2**, 175, 1905.

4) Rensing, Ann. d. Phys. (4) **14**, 363, 1904.

1) Cantone, Rend. d. Ist. Lomb. (2) **37**, 435, 1904; Ibid. 535, 567.

durch eine besondere Spule aus dünnem Kupferdraht bewirkt, die auf ein Glasrohr gewickelt war und innerhalb der Magnetisierungsspule, aber außerhalb der Sekundärspule angeordnet wurde. Sie wurde gespeist durch einen Strom aus zwei Daniell-Elementen mit einem regulierbaren Widerstand im Stromkreis.

Das Prüfstück von etwa 27 cm Länge wurde an beiden Enden an dicke Messingstäbe angelötet. Das Ganze wurde vertikal in der Achsenrichtung der Magnetisierungsspule aufgehängt, wobei der obere Messingstab mit Klammern an das feste Gerüst oberhalb der Spule angeschraubt wurde. An das Ende des unteren Stabes wurde ein Haken befestigt. An diesem hing eine biegsame Schnur, welche zunächst durch ein System von zwei Rollen hindurchgeführt wurde und dann durch ein beliebiges Gewicht belastet wurde, ohne daß dadurch irgendwie störende Pendelbewegungen des Prüfstückes entstanden. Nahe dem unteren Ende des Stabes war ein fester Stift senkrecht in diesen eingeschraubt. Die Enden dieses Stiftes paßten in zwei *V*-förmige Nuten, welche der Länge nach und einander diametral gegenüberliegend auf der Innenseite in einen Messingzylinder eingeschnitten waren, welch letzterer um eine feste vertikale Achse um einen beliebigen Winkel gedreht werden konnte.

Die Experimente wurden gewöhnlich in der folgenden Reihenfolge ausgeführt: Zuerst wurde die direkte Wirkung der Magnetisierungsspule untersucht und dann die Kompensation der Sekundärspule eingestellt. Darauf wurde die Kompensation für das Erdfeld bewerkstelligt. Zu diesem Zwecke wurde die Materialprobe in die Magnetisierungsspule eingeführt und durch Richtungswechsel sorgfältig entmagnetisiert. Wenn sehr schwache Ströme von gleicher Stärke und entgegengesetzter Richtung genau gleiche und entgegengesetzt gerichtete Ablenkungen hervorbrachten, wurde die Kompensation als richtig angenommen. Diese Methode wurde sehr empfindlich befunden. Darauf wurde die Wirkung der Spannung untersucht, und nach dieser die Wirkung der Torsion.

Mit jeder der oben aufgeführten Materialproben wurden die folgenden Versuche ausgeführt:

a) die Änderung der Magnetisierung durch Spannung oder Verdrehung bei verschiedenen konstanten Feldstärken;

b) die Magnetisierung bei konstanten Spannungen oder Verdrehungen;

c) der kombinierte Effekt der Spannung und Verdrehung auf die Magnetisierung wurden untersucht.

Zur Messung der Änderung der Magnetisierung durch Spannung wurde zunächst der Draht durch wiederholte Umkehrung der Stromrichtung vollständig entmagnetisiert. Dann wurde er mit Hilfe eines geeigneten Feldes magnetisiert, und darauf wurde nach und nach eine Reihe wachsender Belastungen angebracht und für jeden Spannungszuwachs der entsprechende Galvanometerausschlag verzeichnet. Hierauf wurden die Belastungen entfernt und Schritt für Schritt von neuem wieder angebracht, dabei aber das Feld konstant gehalten. Nachdem dieser Kreislauf zwischen Belastung und Entlastung mehrmals durchlaufen war, wurden die denselben Belastungszuwachsen entsprechenden Galvanometerausschläge vereinigt. In einigen Fällen wurde auch gleich von vornherein die Maximalspannung angebracht; das Ergebnis war nahezu dasselbe wie das bei schrittweisem Vorgehen erhaltene.

Alsdann wurde zuerst eine Spannung angebracht, dann vollständig entmagnetisiert und nun eine Reihe wachsender Feldstärken eingeschaltet und dabei jedesmal der entsprechende Ausschlag des ballistischen Galvanometers notiert.

Das Verfahren zur Messung des Torsionseffektes verlief durchaus parallel dem oben geschilderten.

Zur Eichung des ballistischen Galvanometers wurde eine besondere Spule konstruiert, und zwar derart, daß ihre Querschnittsfläche mit hinreichender Genauigkeit bestimmt werden konnte. Diese Spule wurde immer mit dem Sekundärkreis in Reihe geschaltet. Für gewöhnlich wurde sie während der Versuche von der Beeinflussung durch andere Spulen ferngehalten. Wenn es sich um die Eichung handelte, wurde die Magnetisierungsspule kurzgeschlossen, die Sekundärspule durch die Eichungsspule ersetzt und die Galvanometerkonstante in üblicher Weise bestimmt.

§ 2. Versuchsergebnisse.

Wir lassen nun eine kurze Übersicht über die Ergebnisse unserer Untersuchungen folgen.

Schwedisches Eisen und Wolframstahl.

Die Magnetisierungsänderung infolge von Spannung oder Verdrehung ist beträchtlich verschieden je nach der Reihenfolge, in welcher die Spannung und das magnetisierende Feld erregt werden. Diese Verschiedenheiten treten besonders bei geringen Feldstärken hervor, wo der Hysteresiseffekt merklich ist. Für schwedisches Eisen ist beispielsweise die Magnetisierungsänderung durch Verdrehung, wie sie sich ergibt aus der anfänglichen Wirkung der Verdrehung bei konstant gehaltenem Felde, für geringe Feldstärken positiv; dagegen ist diese Änderung, wie sie sich ergibt aus dem Resultat für die Magnetisierung bei konstanter Verdrehung, für dieselben Feldstärken negativ. All-

gemein gesprochen ist indessen diese Verschiedenheit eine quantitative und nimmt für höhere Feldstärken ab.

Nickel.

Bei diesem Material ist der Unterschied bei den verschiedenen Reihenfolgen, in denen die Spannung und das magnetisierende Feld erzeugt werden, nicht so beträchtlich wie bei Eisen und Stahl, aber immerhin nicht klein genug, um uns zu der Annahme zu berechtigen, man könne die Reihenfolge, in welcher die Spannung und das Feld geändert werden, außer Betracht lassen bei irgendeiner theoretischen Überlegung, welche auf quantitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment Anspruch erhebt.

Es mag erwähnt werden, daß die Änderung der Magnetisierung durch Spannung bei konstant gehaltener Feldstärke ihrem Betrage nach verschieden ist, je nachdem, ob wir die Spannung Schritt für Schritt bei konstantem Felde anbringen, oder ob wir jede einzelne der aufeinanderfolgenden Spannungen anbringen, nachdem wir bei der vorhergegangenen Belastung das Material erst vollständig entmagnetisiert und dann das Feld wieder angelegt haben. Bei dem ersteren Verfahren ist die Änderung erheblich größer als bei dem letzteren.

Nickelstahlsorten.

Diese Legierungen sind durch die großen Werte für die Suszeptibilität bei niedrigen Feldstärken charakterisiert, wie dies aus den folgenden Beispielen ersichtlich werden wird:

Bei geringen Feldstärken erhöht die Spannung die Magnetisierung beträchtlich, bei hohen Feldstärken hingegen nur wenig. Verdrehung setzt im allgemeinen die Magnetisierung herab, ausgenommen bei niedrigen Feldstärken. Der Betrag der Änderung ist im allgemeinen um so größer, je größer der Prozentgehalt an Nickel ist. Der Unterschied zwischen dem Effekt einer anfänglich angebrachten Spannung und dem einer nach Durchlaufen eines Spannungskreises zum Schluß angebrachten ist nur bei niederen Feldstärken merklich. Im allgemeinen ist der letztere Effekt bei schwachen Feldern beträchtlich kleiner als der erstere.

Tabelle I.

H*)	28,72 Proz. Ni		50,72 Proz. Ni		70,32 Proz. Ni	
	$T = 134$ gr	$T = 6952$ gr	$T = 160$ gr	$T = 8344$ gr	$T = 156$ gr	$T = 4930$ gr
	k	k	k	k	k	k
0,20	75	90	55	10	10	33
0,30	110	390	110	25	17	95
0,40	125	530	153	75	28	200
0,60	145	415	243	380	64	470
0,80	150	367	337	710	120	1015
1,00	140	297	410	800	230	860
1,30	124	230	467	685	296	677
1,60	113	190	442	593	288	570
2,00	99	157	397	503	270	470
3,00	73	107	299	370	220	322
5,00	50	64	202	232	160	196
7,00	36	46	150	170	123	140

*) H bedeutet hier die effektive Feldstärke.

Soweit ist die Verschiedenheit, welche von der verschiedenen Reihenfolge herrührt, in der die Spannung und das Feld angelegt werden, im allgemeinen nicht unbeträchtlich. Für den Fall der Torsionswirkung an 50,72 prozentigem Nickelstahl ist die Verschiedenheit beinahe qualitativ. Andererseits zeigt sich ein Beispiel guter Übereinstimmung bei der Torsionswirkung an 70,32 prozentigem Nickelstahl. Im allgemeinen zeigt die Wirkung der Spannung eine bessere Übereinstimmung als die Wirkung der Torsion; und weiter ist die Diskrepanz merklich in einem schwachen Magnetfelde, wie zu erwarten ist im Hinblick auf den in diesem Gebiete vorherrschenden Hysteresiseffekt.

Bei unseren früheren Versuchen hatten wir gefunden, daß die Änderung der Elastizitätskonstanten infolge der Magnetisierung beträchtlich beeinflußt wird durch die Reihenfolge, in welcher man das Material magnetisiert und streckt. Diese Erscheinung hat nun ihre richtige Erklärung gefunden: sie rührt her von der Wirkung der Hysteresis, wie aus unseren jetzigen Versuchen hervorgeht.

§ 3. Wechselseitige Beziehung.

Von den verschiedenen wechselseitigen Beziehungen, welche J. J. Thomson gefunden hat, werden die beiden mit unseren gegenwärtigen Untersuchungen im Zusammenhang stehenden im folgenden erwähnt werden.

Wir wollen annehmen, ein zylindrischer Stab aus weichem Eisen, dessen Achse mit der x-Achse zusammenfalle, werde längs seiner Achse magnetisiert. Es seien e, f, g die Dilatationen des Stabes parallel zu der x-, bezw. y- und der z-Achse. Unter diesen Voraussetzungen erhielt J. J. Thomson die Beziehung

$$n\frac{\partial e}{\partial \mathfrak{J}^2} = \frac{1}{2}\left\{1 - H\left(\frac{\partial k}{\partial \mathfrak{J}}\right)_{e,f,g}\right\}\left\{\frac{m}{3m-n}\frac{1}{k\mathfrak{J}}\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial e}\right)_{H,f,g} - \frac{m-n}{3m-n}\frac{1}{k\mathfrak{J}}\left(\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial f}\right)_{k,e,g}\right\}, \quad (1)$$

wo $\mathfrak{J}$, H, k ihre übliche Bedeutung haben, n den Festigkeitskoeffizienten bedeutet, und m mit dem Kompressibilitätsmodul $\varkappa$ durch die Beziehung $\varkappa = m - n/3$ verbunden ist. In seiner Originalarbeit fehlt der Faktor $^1/_2$ in dem Gliede auf der rechten Seite der entsprechenden Gleichung; der Irrtum läßt sich bis auf seine Gleichung (41) zurück verfolgen.

Da $d\mathcal{F} = k\,dH + H\,dk$ ist, so haben wir, unter der Annahme, daß die Spannung konstant erhalten werde,

$$1 - H\left(\frac{\partial k}{\partial \mathcal{F}}\right)_{e,f,g} = \frac{k}{\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial H}\right)_{e,f,g}}.$$

Somit läßt sich die Gleichung (1) in der folgenden Form schreiben:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial e}{\partial \mathcal{F}}\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial H}\right)_{e,f,g} &= \frac{m}{n(3m-n)}\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial e}\right)_{H,f,g} - \\ &- \frac{m-n}{n(3m-n)}\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial f}\right)_{H,e,g}.\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Bezeichnen wir weiter mit T die auf die Flächeneinheit entfallende Spannung, so haben wir:

$$\left.\begin{aligned}\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial T}\right)_H &= \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial e}\right)_{H,f,g}\left(\frac{\partial e}{\partial T}\right)_H + \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial f}\right)_{H,e,g} \\ \left(\frac{\partial f}{\partial T}\right)_H &+ \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial g}\right)_{H,e,f}\left(\frac{\partial g}{\partial T}\right)_H = \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial e}\right)_{H,f,g} \\ &\left(\frac{\partial e}{\partial T}\right)_H + 2\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial f}\right)_{H,e,g}\left(\frac{\partial f}{\partial T}\right)_H\end{aligned}\right\} \quad (3)$$

da wir $f = g$ setzen können.

Wenn H gleich Null ist, so haben wir

$$\frac{\partial e}{\partial T} = \frac{m}{n(3m-n)}$$

und

$$\frac{\partial f}{\partial T} = -\frac{m-n}{2n(3m-n)};$$

unter Vernachlässigung der Änderung der elastischen Konstanten infolge der Magnetisierung erhalten wir dann aus der Gleichung (3)

$$\left.\begin{aligned}\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial T}\right)_H &= \frac{m}{n(3m-n)}\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial e}\right)_{H,f,g} - \\ &- \frac{m-n}{n(3m-n)}\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial f}\right)_{H,e,g}.\end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Aus den Gleichungen (2) und (4) erhalten wir somit:

$$\frac{\partial e}{\partial \mathcal{F}}\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial H}\right)_{e,f,g} = \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial T}\right)_H.$$

Nun ist aber

$$\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial H}\right)_T = \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial H}\right)_{e,f,g} + \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial e}\right)_H\left(\frac{\partial e}{\partial H}\right)_T + \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial f}\right)_H$$
$$\left(\frac{\partial f}{\partial H}\right)_T + \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial g}\right)_H\left(\frac{\partial g}{\partial H}\right)_T = \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial H}\right)_{e,f,g};$$

und hieraus erhalten wir schließlich:

$$\left(\frac{\partial e}{\partial H}\right)_T = \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial T}\right)_H \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Was nun die Verdrehung anlangt, so hat J. J. Thomson eine Beziehung gewonnen, welche, genau genommen, für eine dünne Röhre gilt, nämlich:

$$n\frac{\partial c}{\partial \mathcal{F}^2} = \frac{1}{2k\mathcal{F}}\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial c}\right)_H\left\{1 - H\left(\frac{\partial k}{\partial \mathcal{F}}\right)_c\right\}. \quad (6)$$

Auch hier fehlt wieder in seiner Originalarbeit der Faktor $1/2$; c ist nicht die Verdrehung τ in der Längeneinheit, sondern ist mit τ durch die Beziehung $c = r\tau$ verbunden, wo r der Radius der dünnen Röhre ist. Gerade wie im vorigen Falle haben wir hier:

$$1 - H\left(\frac{\partial k}{\partial L}\right)_c \frac{k}{\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial H}\right)_c}$$

und

$$\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial H}\right)_c = \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial H}\right)_L,$$

wo L das tordierende Kräftepaar ist. Die Gleichung (6) geht dann über in

$$\frac{\partial c}{\partial \mathcal{F}}\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial H}\right)_L = \left(\frac{\partial c}{\partial H}\right)_L = \frac{1}{n}\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial c}\right)_H,$$

oder

$$r^2\left(\frac{\partial \tau}{\partial H}\right)_L = \frac{1}{n}\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \tau}\right)_H.$$

Integriert man diese letzte Gleichung über den Querschnitt des Drahtes vom Radius R, so ergibt sie

$$\frac{\pi}{2}R^4\left(\frac{\partial \tau}{\partial H}\right)_L = \frac{1}{n}\left(\frac{\partial}{\partial \tau}\int 2\pi r \mathcal{F}\,dr\right)_H =$$
$$= \frac{\pi R^2}{n}\left(\frac{\partial \mathcal{F}_m}{\partial \tau}\right)_H,$$

wo $\mathcal{F}_m$ die mittlere Intensität der Magnetisierung bedeutet. Hieraus erhält man endlich:

$$\left(\frac{\partial \tau}{\partial H}\right)_L = \frac{2}{nR^2}\frac{\partial \mathcal{F}_m}{\partial \tau}. \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Auf Grund einer thermodynamischen Überlegung erhielt A. Heydweiller unter Vernachlässigung kleiner Größen die zwei Beziehungen

$$\frac{\partial e}{\partial H} = \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial T} + \frac{\mathcal{F}(1-2\sigma)}{E} \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

und

$$\frac{1}{E^2}\frac{\partial E}{\partial H} = -\frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial T^2} - \frac{1-2\sigma}{E}\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial T}, \quad . \quad . \quad (9)$$

wo E der Elastizitätsmodul und σ das Poissonsche Verhältnis ist. In seiner Originalabhandlung wurde σ gleich $1/3$ gesetzt. Die Gleichung (9) wurde aus der Gleichung (8) durch Differentiation gewonnen, wobei σ und E als konstant angenommen wurden. Nun ändern sich aber in einem magnetischen Felde σ und E beträchtlich mit der Spannung, wie dies unsere Experimentaluntersuchung über die Änderung der elastischen Konstanten durch die Magnetisierung gezeigt hat. Wir müssen daher, wenn wir das zweite Glied auf der rechten Seite der Gleichung (9) festhalten, von demselben ein Glied $\mathcal{F}\frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{1-2\sigma}{E}\right)$ subtrahieren. Nun sind aber diese Glieder klein im Vergleich mit dem ersten Gliede; sie können daher vernachlässigt werden, ohne daß dadurch ein erheblicher Fehler her-

vorgerufen würde. Das zweite Glied m der Gleichung (8) ist ebenfalls sehr klein.

Bei einer anderen Gelegenheit[1]) hat Heydweiller Beziehungen angegeben, welche mit den beiden letzten sehr nahezu übereinstimmen, wenn das zweite Glied unterdrückt wird. Dabei erwähnt er, daß dieselben genau sind. Heydweillers Gleichung (8) unterscheidet sich von der von Thomson angegebenen durch ein Glied von sekundärer Bedeutung.

Rensing hat die Gleichung (9) experimentell für Eisen und Nickel geprüft und eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment nachgewiesen.

R. Gans hat die Gleichungen von Heydweiller kritisiert und seine eigene in Vorschlag gebracht, nämlich

$$\frac{\partial e}{\partial H}=\frac{1}{4\pi}\frac{\partial B}{\partial T}+\frac{\mu-\mu_0}{4\pi E}\left(\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial B}{\partial H}-2\sigma\right);$$

wenn das den Magneten umgebende Medium Luft ist, so kann man $\mu_0 = 1$ setzen und erhält dann:

$$\frac{\partial e}{\partial H}=\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial T}+\frac{\mathcal{J}(1-2\sigma)}{E}+\frac{2\pi}{E}\frac{\partial \mathcal{J}^2}{\partial H}. \qquad (10)$$

Die Gleichung von Gans unterscheidet sich also von der Heydweillerschen durch ein Glied $\frac{2\pi}{E}\frac{\partial \mathcal{J}^2}{\partial H}$, welches im allgemeinen nicht klein ist, sondern in einem schwachen Felde zuweilen gegenüber dem ersten Gliede überwiegt. Durch Differentiation der obigen Gleichung nach T erhielt Gans einen Ausdruck für die Änderung der Elastizität, welcher sich von dem Heydweillerschen durch ein Glied $\frac{2\pi}{E}\frac{\partial^2 \mathcal{J}}{\partial T \partial H}$ unterscheidet. Auch hier wurde wieder die Annahme gemacht, daß σ und E von der Spannung unabhängig seien, eine Annahme, die in einem magnetisierten Drahte nicht zulässig ist.

Auf Grund einer ähnlichen Überlegung, wie sie Herr Heydweiller angestellt hat, erhielt A. Koláček die Gleichung (8); er erhielt gleichfalls eine Beziehung zwischen dem Magnetismus und der Verdrehung, nämlich:

$$\frac{\partial \tau}{\partial H}=s\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial L}, \qquad (11)$$

wo s der Querschnitt des Drahtes ist. Da nun

$$L=\frac{\pi}{2}R^4\tau n$$

ist, so wird die obige Gleichung:

$$\frac{\partial \tau}{\partial H}=\frac{2}{nR^2}\cdot\frac{\partial \mathcal{J}_m}{\partial \tau} \qquad (12)$$

eine Gleichung, welche genau mit der Gleichung (9) zusammenfällt.

Cantone erhielt zwei Beziehungen dadurch, daß er die Änderung der magnetischen Energie infolge einer Spannung oder einer Verdrehung der durch Magnetisierung hervorgerufenen Änderung der elastischen Energie gleichsetzte, nämlich:

$$e_m=\frac{\partial}{\partial T}\int_0^{\mathcal{J}} H\,d\mathcal{J}$$

und

$$\tau_m=s\frac{\partial}{\partial L}\int_0^{\mathcal{J}} H\,d\mathcal{J},$$

wenn e_m und τ_m die magnetische Spannung bedeuten. Durch Differentiation obiger Gleichungen nach H erhalten wir:

$$\frac{\partial e}{\partial H}=\frac{\partial}{\partial T}\left(H\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial H}\right) \qquad (13)$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial H}=s\frac{\partial}{\partial L}\left(H\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial H}\right). \qquad (14)$$

Cantone hat die zweite Beziehung an Eisen und Nickel experimentell geprüft und eine befriedigende Übereinstimmung gefunden. Für die erste Beziehung stellte er ebenfalls einen Vergleich zwischen der Theorie und den experimentellen Ergebnissen an, indessen waren die Daten, welche er hierbei benutzte, den Experimentaluntersuchungen verschiedener Physiker entnommen, beziehen sich also nicht auf dieselben Materialproben. Wenngleich daher die Resultate eine gute Übereinstimmung zeigten, so ist es doch nicht sicher, ob dies nicht etwa ein bloßer Zufall ist.

Nach einer direkten Methode hat Herr S. Sano die Beziehung

$$\frac{\partial e}{\partial H}=\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial T}+\frac{\mathcal{J}(1-2\sigma)}{E}+\frac{2\pi}{E}\frac{\partial (k_0{}^2H^2)}{\partial H} \qquad (15)$$

erhalten, in welcher k_0 das von den Komponenten der Spannung unabhängige Glied der Suszeptibilität ist. Da nun $\mathcal{J}=k_0H$ ist, so fällt die Gleichung von Sano praktisch mit der von Gans zusammen.

Für die Änderung der Elastizität erhielt Sano

$$\frac{1}{E^2}\frac{\partial E}{\partial H}=-\frac{\partial^2 \mathcal{J}}{\partial T^2}, \qquad (16)$$

eine Gleichung, die fast dieselbe ist, wie die von Heydweiller, sich dagegen von der von Gans angegebenen Gleichung durch ein Glied unterscheidet, welches in schwachen Feldern nicht klein genug ist, um vernachlässigt werden zu können. Obige Gleichung wurde unabhängig von der Beziehung für $\frac{\partial e}{\partial H}$ erhalten.

Was nun die Verdrehung anlangt, so erhielt Herr Sano eine Gleichung, welche sich in die Gleichung (12) überführen läßt.

1) Rensing, a. a. O. 377.

Soweit stimmen die Gleichungen für $\frac{\partial e}{\partial H}$, wie sie von Heydweiller, Gans, Koláček und Sano angegeben worden sind, in dem ersten wichtigen Gliede $\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial T}$ alle miteinander überein. Die von J. J. Thomson gegebene Gleichung (1) weicht in Wirklichkeit nicht von denen der übrigen Forscher ab; auch die von Cantone aufgestellte Gleichung (13) stimmt mit den anderen in bezug auf das erste Glied überein, wenn k von H unabhängig ist. Das zweite Glied $\mathcal{J}(1-2\sigma)/E$ in den Gleichungen (8) und (10) kann in erster Annäherung vernachlässigt werden; das dritte Glied in der Gleichung (10) hingegen, welches in einem schwachen Felde von Bedeutung wird, muß füglich hinzugefügt werden.

Die Beziehungen, welche Heydweiller, Gans und Sano für $\frac{\partial E}{\partial H}$ aufgestellt haben, stimmen gleichfalls im ersten Gliede $-\frac{\partial^2 \mathcal{J}}{\partial T^2}$ miteinander überein. Die Gleichung von Gans unterscheidet sich prinzipiell von den anderen durch ein Glied, welches in schwachen Feldern nicht allgemein klein ist.

Bezüglich der Gleichung für $\frac{\partial \tau}{\partial H}$ stimmen die Resultate von Koláček und von Sano untereinander überein. Auch die Gleichung (6) von Thomson unterscheidet sich nicht von den beiden anderen; wenn k von H unabhängig ist, fällt auch die Formel von Cantone mit denen von Koláček und von Sano zusammen.

Die experimentell zu prüfenden hauptsächlichen Beziehungen sind somit die folgenden:

$$\frac{\partial e}{\partial H} = \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial T} + \frac{2\pi}{E}\frac{\partial \mathcal{J}^2}{\partial H},$$

$$\frac{1}{E^2}\frac{\partial E}{\partial H} = -\frac{\partial^2 \mathcal{J}}{\partial T^2},$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial H} = \frac{2}{nR^2\sigma\tau} = s\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial L}.$$

Unsere jetzigen Experimente im Verein mit unseren früheren Untersuchungen über die Änderung der elastischen Eigenschaften durch die Magnetisierung liefern uns gutes Material für die Prüfung dieser Beziehungen. $\frac{\partial e}{\partial H}$, $\frac{\partial E}{\partial H}$ und $\frac{\partial \tau}{\partial H}$ wurden aus unseren früheren Experimentaluntersuchungen abgeleitet, während die entsprechenden Größen $\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial T}$, $\frac{\partial^2 \mathcal{J}}{\partial T^2}$ und $\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial L}$ aus unseren jetzigen Versuchsergebnissen bestimmt wurden.

Einige Beispiele zur Vergleichung zwischen den Theorien und dem Experiment mögen den folgenden Tabellen entnommen werden:

Tabelle II.
Schwedisches Eisen.

H	$T = 1627$ gr/mm²		
	$\frac{\partial e}{\partial H} \times 10^7$	$\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial T} \times 10^7$	$\frac{2\pi}{E}\frac{\partial \mathcal{J}^2}{\partial H} \times 10^7$
5,9	1,8	7,2	3,3
11,9	1,4	1,3	1,4
24,2	0,08	0,06	0,47
36,6	−0,07	−0,17	0,27
97,1	−0,18	−0,24	0,12
207	−0,20	−0,22	0,07
367	−0,14	−0,17	0,04

Tabelle III.
Schwedisches Eisen.

H	$T = 1627$ gr/mm²	
	$-\frac{1}{E}\frac{\partial E}{\partial H} \times 10^{17}$	$\frac{\partial^2 \mathcal{J}}{\partial T^2} \times 10^{17}$
24,2	−0,39	−7,1

Tabelle IV.
Schwedisches Eisen.

H	$T = 3271$ gr/mm²	$T = 3238$ gr/mm²
	$\frac{1}{\tau}\frac{\partial \tau}{\partial H} \times 10^3$	$\frac{s}{\tau}\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial L} \times 10^3$
4	−1,07	6,4
6	−1,25	−0,80
8	−1,07	−0,48
13,5	−0,36	−0,16

Tabelle V.
Nickel.

H	$T = 2283$ gr/mm²	
	$\frac{\partial e}{\partial H} \times 10^7$	$\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial T} \times 10^7$
10,8	−4,0	−3,8
31,1	−5,4	−4,2
62,5	−3,1	−2,6
135	−0,74	−0,78
206	−0,28	−0,38
365	−0,11	−0,03

Tabelle VI.
Nickel.

H	$T = 4498$ gr/mm²	
	$-\frac{1}{E^2}\frac{\partial E}{\partial H} \times 10^{15}$	$\frac{\partial^2 \mathcal{J}}{\partial T^2} \times 10^{15}$
10,8	0,23	0,00
31,1	0,37	0,39
62,5	0,76	−0,41
135	−0,33	−0,22
206	−0,12	−0,31
365	−0,04	−0,01

Tabelle VII.

Nickel.

H	$\tau = 12',6$	
	$T = 1022$ gr/mm²	$T = 1197$ gr/mm²
	$\frac{1}{\tau}\frac{\partial \tau}{\partial H} \times 10^3$	$\frac{s}{\tau}\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial L} \times 10^3$
4	−3,2	+0,87
11	+2,3	+2,0
23	+0,84	+0,52
50	−0,37	−0,57
100	−0,62	−0,78
169	−0,40	−0,70
358	−0,17	−0,52

Tabelle VIII.

50,72 prozentiger Nickelstahl.

H	$T = 890$ gr/mm²		
	$\frac{\partial e}{\partial H} \times 10^7$	$\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial T} \times 10^7$	$\frac{2\pi}{E}\frac{\partial \mathcal{J}^2}{\partial H} \times 10^7$
1,9	11,9	20	11,2
5,5	6,3	8,2	2,2
10,7	3,7	5,7	1,0
23,8	1,7	2,2	0,1
51,4	0,34	0,61	0,07
151	0,04	0,03	0,01
360	0,03	0,00	0,01

Tabelle IX.

50,72 prozentiger Nickelstahl.

H	$T = 2538$ gr/mm²	
	$\frac{\partial e}{\partial H} \times 10^7$	$\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial T} \times 10^7$
1,9	5,3	4,8
5,5	2,4	2,7
10,7	1,3	1,5
23,8	0,48	0,56
51,4	0,13	0,15
151	0,02	0,02
360	0,01	0,00

Tabelle X.

50,72 prozentiger Nickelstahl.

H	$T = 890$ gr/mm²	
	$\frac{1}{E}\frac{\partial E}{\partial H} \times 10^3$	$E\frac{\partial^2 \mathcal{J}}{\partial T^2} \times 10^3$
5,5	−2,34	−11,4
10,7	−2,80	− 5,2
23,8	−0,88	− 2,1
51,4	−0,12	− 0,62
151	−0,03	− 0,05
360	−0,01	− 0,00

Tabelle XI.

50,72 prozentiger Nickelstahl.

H	$\tau = 18',6$; $T = 1136$	
	$\frac{1}{\tau}\frac{\partial \tau}{\partial H} \times 10^3$	$\frac{s}{\tau}\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial L} \times 10^8$
5,5	−2,40	−2,53
12,6	−1,88	−2,32
24,5	−1,24	−1,59
47,6	−0,64	−0,72
109	−0,20	−0,45
212	−0,06	−0,36
377	−0,05	−0,00

In den vorstehenden Tabellen sind die vergleichenden Zahlen für den Spannungseffekt den Ergebnissen solcher Experimente entnommen, bei denen zuerst das magnetisierende Feld und darauf die Spannung angelegt worden war, wogegen bei den Zahlen für den Torsionseffekt das Umgekehrte gilt.

Wie man aus den vorstehenden Tabellen ersieht, ist die Übereinstimmung zwischen den Theorien und den Experimenten im allgemeinen eine recht gute. Für die Spannung wird die Übereinstimmung im allgemeinen besser, wenn man das Glied $\frac{2\pi}{E}\frac{\partial^2 \mathcal{J}}{\partial H}$ unterdrückt. Wir haben aus den zur Verfügung stehenden Ergebnissen unserer Experimentaluntersuchungen zahlreiche Reihen von Werten berechnet, um an diesen die wechselseitigen Beziehungen zu prüfen, und haben im allgemeinen eine gute Übereinstimmung gefunden, wie dies aus den Beispielen in obigen Tabellen hervorgeht, obschon auch einige Fälle vorkommen, bei welchen die Abweichung eine beträchtliche ist. Berücksichtigt man indessen die Schwierigkeiten, denen man bei der Messung der geringen durch die Magnetisierung hervorgerufenen Spannungen begegnet, sowie die beträchtliche Abhängigkeit der Magnetisierung von der Reihenfolge, in welcher man magnetisiert und spannt, so muß die Übereinstimmung als recht gut betrachtet werden. Das von Gans und von Sano eingeführte Glied macht im allgemeinen die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment eher schlechter. Der Ursprung dieses Gliedes ist jedoch auf die Grundannahme zurückzuführen, daß am Ende des Drahtes die Induktionslinien normal zu seinem Endquerschnitt austreten, eine Annahme, welche weit davon entfernt ist, bei unseren tatsächlichen Versuchen erfüllt zu sein. Die Bedeutung dieses hinzugefügten Gliedes muß daher wesentlich geringer veranschlagt werden, wenn man die Gleichung auf den gewöhnlich experimentell untersuchten Fall anwendet.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 1. Mai 1906.)

Vorlesungsversuche zur Bestimmung des Verhältnisses der Lichtgeschwindigkeit in Luft und in anderen brechenden Substanzen.

Von E. Grimsehl.

Der Nachweis, daß das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeiten in verschieden brechenden Substanzen verschieden ist, und daß dieses Verhältnis dem reziproken Wert des Brechungsexponenten gleich ist, läßt sich durch folgenden einfachen Versuch führen.

Wesentlich ist bei dem Versuch, daß das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeiten ganz unabhängig von der Brechung des Lichtes bestimmt wird, sodaß also dieses Verhältnis ohne Voraussetzung des Huyghensschen Prinzips bestimmt wird.

Erzeugt man durch ein Beugungsgitter, dessen Gitterkonstante d ist, auf einem in dem Abstande a aufgestellten Schirme Beugungsstreifen, die den Abstand δ voneinander haben, so besteht zwischen den drei Größen d, a und δ und der Wellenlänge λ des benutzten Lichtes die Gleichung

$$\lambda = \frac{d \cdot \delta}{a},$$

wenn die Beugungsstreifen nahe beieinander liegen. Ferner besteht zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit c, der Wellenlänge λ und der Schwingungszahl n des Lichtes die Gleichung

$$c = n \cdot \lambda.$$

Aus der letzten Gleichung folgt, daß das Licht derselben Farbe, also Licht einer ganz bestimmten Schwingungszahl, seine Wellenlänge proportional mit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit ändert, wenn es von einem optischen Medium in ein anderes tritt. Es besteht bei zwei verschiedenen Medien die Proportion

$$\lambda_1 : \lambda_2 = c_1 : c_2.$$

Erzeugt man mit demselben Gitter unter Benutzung desselben Lichtes auf demselben Schirm in unverändertem Abstande Beugungsstreifen, indem man einmal zwischen Gitter und Schirm Luft, das anderemal Wasser, Glas oder irgendein anderes durchsichtiges Medium bringt, so ist der Abstand δ der Beugungsstreifen mit der Lichtwellenlänge proportional. Es besteht die Proportion

$$\delta_1 : \delta_2 = \lambda_1 : \lambda_2.$$

Aus den beiden Proportionen folgt

$$c_1 : c_2 = \delta_1 : \delta_2.$$

Die Lichtgeschwindigkeiten sind also den Abständen der Beugungsstreifen proportional. Zur Demonstration dieser Tatsache, also auch zur Messung des Verhältnisses der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten benutze ich folgende Versuchsanordnung (Fig. 1):

Fig. 1.

Ein parallelepipedischer, oben offener Blechkasten K von 1 m Länge und 15 cm Höhe, der an seinen kürzeren Seitenflächen von ebenen Spiegelglasplatten begrenzt ist, wird auf zwei Holzklötzen so aufgestellt, daß die Mitte des Kastens in gleicher Höhe mit der Kondensorlinse C einer elektrischen Bogenlampe B steht. Unmittelbar vor der einen (in der Figur rechte) begrenzenden Spiegelglasplatte des Kastens wird das Beugungsgitter G aufgestellt (dessen Gitterkonstante d annähernd 0,05 mm beträgt). Zwischen Bogenlampe und Gitter kommt der Beleuchtungsspalt Sp und die Objektivlinse L. Letztere wird so aufgestellt, daß sie (ohne Gitter) ein scharfes Bild des Beleuchtungsspaltes auf einem durchscheinenden Schirme S erzeugt, der unmittelbar vor der entfernten (in der Figur linken) begrenzenden Spiegelglasplatte des Kastens steht. Besser noch ist es, wenn eine matte Glasplatte, die in eine Leiste eingeklemmt ist und mit dieser Leiste, auf den Rändern des Kastens ruhend, im Kasten hängt, bis an die linke Spiegelglasplatte dicht herangeschoben wird. Man kann dann den Abstand des matten Schirmes vom Gitter beliebig regeln und hat im oberen Teile des Schirmes zwischen Gitter und Schirm Luft, im unteren Wasser, wenn der Kasten bis zu halber Höhe mit Wasser gefüllt ist. Hat man ein scharfes Bild des Spaltes auf dem Schirm bei leerem Kasten erzeugt und füllt man dann den Kasten bis zur Hälfte mit Wasser, so wird das Spaltbild aus später zu besprechenden Gründen unscharf. Man verschiebt die Objektivlinse nun so, bis die Schärfe des Spaltbildes oben und unten möglichst gleich ist, d. h. bis das Spaltbild oben und unten gleich breit erscheint. Stellt man nun vor der Eintrittseite des Lichtes das Gitter G in dem Strahlengange auf, so entstehen auf dem durchscheinenden Schirme oder auf der matten Glasplatte zwei Systeme von Beugungsstreifen, von denen das obere von denjenigen Lichtwellen herrührt, die durch Luft gegangen sind, während das untere von dem Lichte herrührt, das durch Wasser gegangen ist. Während nun die mittleren Streifen beider Systeme genau übereinander liegen, sind die übrigen gegeneinander verschoben und zwar kommen auf drei Beugungsstreifen in Luft vier Beugungsstreifen in Wasser. Es fällt, von der Mitte aus gerechnet, der dritte Beugungsstreifen in Luft mit dem vierten Beugungsstreifen in Wasser zusammen.

Bei Benutzung von weißem Lichte sind die Verhältnisse schon gut zu beobachten, doch stören naturgemäß die hier auftretenden Farben, sodaß ein Abzählen der Streifen erschwert ist. Schaltet man aber irgendwo in den Strahlengang eine rote Glasplatte ein, die alles Licht bis auf einen schmalen Teil des Spektrums absorbiert, so kann man bei Benutzung der beschriebenen Größenverhältnisse zu beiden Seiten des mittleren Streifens 6—8 Beugungsstreifen deutlich erkennen. In der Figur sind der Deutlichkeit halber unten nur fünf, oben vier gezeichnet. Führt man mit derselben Anordnung unter Benutzung von absolut monochromatischem Lichte oder unter Benutzung z. B. einer Quecksilberbogenlampe, die nur einzelne helle Linien im Spektrum zeigt, genau messende Versuche aus, die dann natürlich nicht zur objektiven Darstellung geeignet sind, sondern die man subjektiv vornehmen muß, so ergibt sich das den einzelnen Teilen des Spektrums zukommende verschiedene Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten für die verschiedenen Teile des Spektrums in auffallender Weise.

Bei Benutzung der zuerst beschriebenen Versuchsanordnung ist die objektive Vorführung für einen größeren Zuschauerkreis als Vorlesungsversuch am besten geeignet. Ganz besonders auch ist die Verwendung einer roten Glasplatte zu empfehlen, weil von den im Handel vorkommenden gefärbten Glasplatten nur diese einen genügend schmalen Teil des Spektrums mit genügend großer Helligkeit hindurchläßt.

Bei Verwendung engerer Gitter treten die Beugungsstreifen weiter auseinander. Man braucht dann keinen Kasten von so großer Länge, aber die Streifen nehmen dann bekanntlich nach der Seite hin rasch an Helligkeit ab.

Um den Versuch auch mit Glas anzustellen, ist man auf geringere Längen beschränkt. Man benutzt dann ein Rowlandsches Gitter, muß aber nun den Abstand des ersten seitlichen Streifens vom mittleren an einem Maßstabe messen. Das setzt die Anwendung eines mit einer Teilung versehenen durchscheinenden Schirmes voraus. Die Versuchsanordnung ist unter Fortlassung von Lichtquelle, Beleuchtungsspalt und Objektivlinse in Figur 2 dargestellt. Es wird ein Glaswürfel G von 5 cm Kantenlänge aufgestellt; auf einem kleinen Holzklotz steht ein Rowlandsches Gitter R unmittelbar an der einen Seitenfläche in solcher Höhe, daß das Gitter zur Hälfte über den Glaswürfel hinausragt. An der gegenüberliegenden Seitenfläche des Würfels ist ein mit einer Millimeterteilung versehener durchscheinender Schirm S federnd angedrückt. Jetzt sieht man bei Darstellung des Beugungsbildes die mittleren hellen

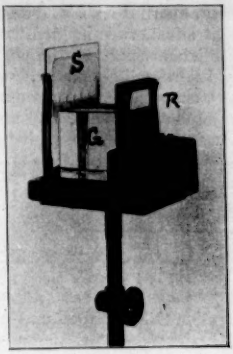


Fig. 2.

Streifen in Luft und Glas unmittelbar übereinander; daneben aber erscheinen die ersten Spektren in Luft und Glas in ungleichem Abstande. Bei Zwischenschaltung einer roten Glasplatte entstehen rote Streifen, deren Abstände vom mittleren Streifen sich in Luft und Glas wie 3 : 2 verhalten.

Ich ziehe als Demonstrationsversuch den ersten Versuch mit dem Wasserkasten und dem weiteren Gitter deshalb vor, weil eine größere Zahl von Beugungsstreifen gleichzeitig objektiv beobachtet werden kann, und weil man außerdem die in dem Wasserkasten hängende matte Glasscheibe innerhalb des Wasserkastens beliebig verschieben, also den Abstand zwischen Gitter und Schirm beliebig verändern kann, ohne daß dadurch das Verhältnis der Streifenabstände, also auch der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten geändert wird. Man braucht, wenn, wie hier, mehrere Streifen auftreten, die Streifenabstände nicht zu messen, sondern kann die Anzahl einfach abzählen.

Mit demselben Wasserkasten kann man nun leicht zeigen, daß das Brechungsverhältnis in Luft und Wasser auch 4 : 3 ist, wenn man folgende Versuchsanordnung trifft. An die Stelle des Gitters kommt unmittelbar vor die rechte Spiegelglasplatte des Wasserkastens eine Blende mit einem etwa 1 mm breiten Spalt Sp. Etwa 40 cm vor dem Spalt wird eine Blende Bl aufgestellt, die mit einer größeren Anzahl, z. B. neun, parallelen Spalten von je 0,3 mm Breite versehen ist. Diese Spalten haben voneinander den Abstand von 4 mm. Auf die linke Seite des Wasserkastens kommt wieder der durchscheinende Schirm SS' oder es wird die matte Glasplatte an beliebiger Stelle in den Wasserkasten hineingehängt. Beleuchtet man nun die Blende mit den Spalten durch eine starke Lichtquelle, deren Strahlen man passend, ev. mit

Hilfe einer Zylinderlinse so konvergent macht, daß sie sich annähernd in dem am Wasserkasten befindlichen Spalt vereinigen, um möglichst helles Licht zu bekommen, so treten in den Wasserkasten neun getrennte Strahlenbündel ein[1]), gehen teilweise in Luft, teilweise in Wasser weiter und es erscheinen auf dem

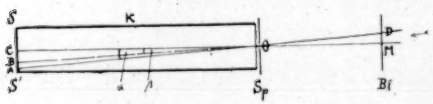


Fig. 3.

durchscheinenden Schirm oben und unten neun Streifen. Durch passende Veränderung der Stellung erreicht man, daß die mittleren Streifen oben und unten unmittelbar übereinander fallen. Es liegen auch jetzt wieder die oberen Streifen, herrührend von den durch Luft gehenden Strahlen, weiter auseinander als die unteren Streifen, die von den durch das Wasser gehenden Strahlenbündeln erzeugt werden. Es kommen, wieder vom mittleren Streifen aus gerechnet, auf drei Streifen in Luft vier Streifen in Wasser.

Es ist leicht einzusehen, daß die Ursache der Lagenverschiedenheit in der Brechung des Lichtes beim Übergang von Luft in Wasser begründet ist. Es ergibt sich, daß das Verhältnis der Tangenten des Einfallswinkels α und des Brechungswinkels β durch das Verhältnis 4 : 3 ausgedrückt wird. Es ist

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{CA}{OC}, \quad \operatorname{tg}\beta = \frac{CB}{OC},$$

$$\text{also } \operatorname{tg}\alpha : \operatorname{tg}\beta = CA : CB.$$

Bei der Kleinheit der benutzten Winkel kann man aber statt der Tangenten auch die Sinus der Winkel setzen. Es stimmt also das durch diesen Versuch hergeleitete Brechungsverhältnis mit dem reziproken Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten in Luft und Wasser überein.

Noch eine andere hiermit zusammenhängende Demonstration ist lehrreich. Man beobachtet, daß, wenn man von irgendeinem leuchtenden Objekte mit Hilfe einer Konvexlinse ein reelles, scharfes Bild gleichzeitig in Luft und in Wasser herstellen will, also z. B. so, wie es bei der Demonstration der Beugungserscheinungen im ersten Versuch erforderlich ist, es nicht gelingt, gleichzeitig oben und unten ein vollkommen scharfes Bild zu erzeugen. Hat man das scharfe Spaltbild, besser noch das Bild irgendeines andern, scharf begrenzten Gegenstandes, also z. B. der beleuchteten Spalten, wie sie bei den letzten Versuchen gebraucht wurden, auf dem Schirm im Wasser erzeugt, so ist das Bild in Luft unscharf. Man muß die matte Glasplatte nach der Eintrittseite des Lichtes zu verschieben. Zum Demonstrationsversuch verwendet man am besten eine matte Glasplatte, die nur bis zur Hälfte, also nur bis zur Wasseroberfläche im Kasten hängend, in das Wasser hineinragt, und eine zweite matte Glasplatte, die in einem niedrigen Fuß im unteren, mit Wasser gefüllten Teil des Kastens aufgestellt wird. Hat man die beiden Schirme so verschoben, daß auf beiden gleichzeitig ein möglichst scharfes Bild erzeugt wird, so ist das Verhältnis der Entfernungen der Schirme von der Eintrittstelle des Lichtes in den Kasten wiederum das Verhältnis 4 : 3. Es ist noch zu bemerken, daß es für diesen Versuch einerlei ist, ob man die das reelle Bild erzeugende Konvexlinse unmittelbar an den Wasserkasten heran stellt oder in größerer Entfernung vor dem Kasten aufgestellt hat. Die Entfernungen sind stets von dem Ende des Kastens und nicht etwa von der Linse aus zu messen. Eine einfache Überlegung zeigt, daß auch hier das Brechungsverhältnis eigentlich durch das Verhältnis der Tangenten von Einfalls- und Brechungswinkel bestimmt ist, das man aber bei der Kleinheit des Winkels durch das Verhältnis der Sinus ersetzen kann. In Fig. 4 sind die Verhältnisse

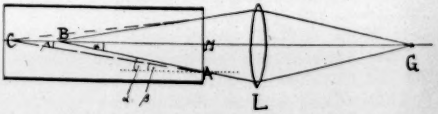


Fig. 4.

schematisch im Grundriß dargestellt, wobei noch die Breitendimensionen der Figur im Vergleich zu den Längendimensionen stark vergrößert gezeichnet sind, damit die Winkel zwischen den Strahlen besser hervortreten. G ist das leuchtende Objekt, also z. B. ein von rechts her beleuchtetes System von parallelen Spalten. Von den Strahlen, die von der Mitte des Objektes ausgehen, sind nur der mittlere GMC und zwei äußere, z. B. GAC bezw. GAB, gezeichnet, wovon der ausgezogene GAC innerhalb des Kastens in Luft, der gestrichelt gezeichnete GAB innerhalb des Kastens K in Wasser verläuft. Der bei A eintretende Strahl bildet mit dem Einfallslot den Einfallswinkel α, der auch gleich dem Winkel ABM ist, während der Brechungswinkel β durch den im Wasser verlaufenden Strahl und das Einfallslot gebildet wird, also auch gleich dem Winkel ACM ist.

1) In Figur 3, die die Anordnung schematisch im Grundriß darstellt, ist nur das mittlere Strahlenbündel MOC und ein seitliches Strahlenbündel DOA bezw. DOB gezeichnet, von denen DOA in Luft und DOB in Wasser verläuft.

Aus der Figur folgt

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{AM}{BM},\quad \operatorname{tg}\beta = \frac{AM}{CM}$$

und hieraus ergibt sich

$$\operatorname{tg}\alpha : \operatorname{tg}\beta = CM : BM.$$

Ersetzt man bei der Kleinheit der Winkel das Verhältnis der Tangenten durch das Verhältnis der Sinus und beachtet man, daß bei dem Versuche $CM : BM = 4 : 3$ ist, so folgt sin α : sin $\beta = 4 : 3$.

Zu beachten ist endlich noch, daß die Größe der reellen Bilder in Luft und Wasser trotz ihrer verschiedenen Lage gleich ist.

Die ganze Versuchsreihe ist wohl geeignet, die einfache Beziehung zwischen Brechungsexponent und Fortpflanzungsgeschwindigkeit experimentell zu demonstrieren. Außerdem kann man besonders aus dem ersten Versuche leicht herleiten, welche Wirkung ein Immersionssystem eines Mikroskops in bezug auf die auflösende Kraft des Mikroskops hat, indem durch eine solche Immersion die Beugungsstreifen enger zusammengedrängt werden, wodurch bewirkt wird, daß auch bei feineren Objekten die Beugungsbilder noch in das Objektiv des Mikroskops eintreten, wo beim Zwischenmittel Luft das erste Beugungsspektrum schon seitlich neben das Objektiv fällt.

Hamburg, den 6. Mai 1906. Physikalisches Laboratorium der Oberrealschule auf der Uhlenhorst.

(Eingegangen 7. Mai 1906.)

Fluoreszenz und Lambertsches Gesetz.

Von R. W. Wood.

Es ist eine allbekannte Tatsache, daß die Intensität der von einem Oberflächenelement eines weißglühenden festen oder flüssigen Körpers emittierte Strahlung sich wie der Cosinus des Emissionswinkels ändert. Die Folge hiervon ist, daß die spezifische Intensität oder die scheinbare Helligkeit der Oberfläche unabhängig ist von der Richtung, in welcher sie betrachtet wird, also durch Verkürzung der Oberfläche nicht erhöht wird. Für den Fall eines durchsichtigen Gases gilt nicht dasselbe Gesetz: die Intensität einer flachen Gasflamme nimmt vielmehr zu, wenn man die Flamme seitwärts wendet. In diesem Falle ist die Strahlung eines Oberflächenelementes nach allen Richtungen konstant und ändert sich nicht mit dem Cosinus des Winkels. Es verdient erwähnt zu werden, daß die Emission der Röntgenstrahlen demselben Gesetze gehorcht, welches für ein Gas gilt. Dies läßt sich nachweisen, wenn man mit einer Lochkamera photographische Aufnahmen von der Antikathode einer Röntgenröhre macht, einmal in Richtung normal zur Oberfläche, das andere Mal mit nahezu streifender Inzidenz. Diese Erscheinung entspricht eigentlich den Erwartungen, die wir hegen mußten, denn die Strahlungen entspringen an den Punkten, wo die Elektronen mit der Scheibe zusammenstoßen, mit anderen Worten im freien Raume.

Die Strahlungen fluoreszierender Oberflächen scheinen zuweilen demselben Gesetze zu gehorchen. Füllt man einen rechtwinkligen Glastrog oder auch ein Becherglas zum Teil mit einer Lösung von Uranin (Fluoreszein) und läßt eine Kondensatorentladung zwischen Kadmiumelektroden nahe der Oberfläche hindurchgehen, so kann man die Erscheinung sehr deutlich sehen. Die Oberfläche ist kräftig fluoreszierend und wenn man sie von unten her betrachtet, so wird man finden, daß die spezifische Intensität schnell zunimmt, wenn die Oberfläche verkürzt wird, und bei streifender Emission von blendender Helligkeit wird. Schaltet man zwischen die Funkenstrecke und die Flüssigkeit eine Glasplatte ein, so wird die Wirkung der Verkürzung weniger ausgeprägt oder verschwindet gar ganz. In diesem Falle durchdringen nämlich die Strahlungen, welche die Fluoreszenz erregen, den Körper der Flüssigkeit, und die kräftige Oberflächenfluoreszenz, welche durch die ultravioletten Strahlen erregt wird, verschwindet. Eine noch bessere Methode besteht darin, daß man die eine Fläche eines rechtwinkligen Prismas aus Kronglas mit dem Licht des Funkens beleuchtet, durch welches eine blaue Fluoreszenz der Oberflächenschicht hervorgerufen wird. Die leuchtende Oberfläche muß durch die andere Prismenfläche betrachtet werden. In normaler Richtung betrachtet ist die Intensität nur sehr gering; davon kann man sich überzeugen, wenn man das in der Hypothenusenfläche des Prismas reflektierte Licht der leuchtenden Oberfläche betrachtet. Von der Seite gesehen ist die Intensität volle dreißigmal so groß, wie die Messung unter einem Winkel von fünf Grad gegen die Oberfläche ergab.

Diese Zunahme der spezifischen Intensität einer fluoreszierenden Oberfläche, wenn man sie in der Verkürzung, sozusagen von einem Standpunkte im Innern des Mediums aus, betrachtet, diese Zunahme muß schon von vielen Beobachtern wahrgenommen worden sein, indessen bin ich nicht imstande gewesen, irgendeine Erwähnung derselben in der einschlägigen Literatur zu finden. Mein Assistent, Herr H. E. Ives, hat nun eine sehr sorgfältige photometrische Untersuchung über die Änderung der Intensität mit dem Winkel angestellt. Die dabei verwendete Versuchsanordnung ist in Figur 1 wiedergegeben.

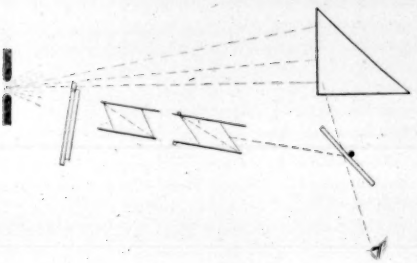


Fig. 1.

Ein Teil des von der Funkenstrecke ausgehenden Lichtes fiel auf das Prisma, während ein anderer Teil zunächst durch eine Mattglasplatte und einen blauen Schirm hindurch trat, dann durch ein Paar Nicolscher Prismen ging und darauf mittels eines schmalen versilberten Glasstreifens A, welcher vor dem Prisma auf einem Zapfen montiert war, in das Auge reflektiert wurde. Durch Drehen eines der Nicols konnte man die Intensität des von dem Spiegelstreifen reflektierten Lichtes gegen den fluoreszierenden Hintergrund abgleichen, auf welchem es erschien. Die Farbe wurde mit sehr großer Genauigkeit gleich gemacht mit Hilfe einer dünnen Kobaltglasplatte in Verbindung mit einem Gelatinehäutchen, das mit einem der blauen Anilinfarbstoffe gefärbt worden war. Die Intensität in normaler Richtung wurde gemessen durch Abgleichung des reflektierten Lichtes gegen das durch totale Reflexion im Prisma sichtbare Bild der fluoreszierenden Oberfläche.

Das fluoreszierende Prisma war auf dem Tischchen eines kleinen Spektrometers montiert und wurde durch das Fernrohr betrachtet, nachdem zuvor dessen Linsen entfernt worden waren und an die Stelle des Okulars ein enger Spalt gesetzt worden war. Auf diese Weise konnte man mit Leichtigkeit den Winkel bestimmen, unter welchem die leuchtende Oberfläche betrachtet wurde.

Natürlich war eine Anzahl von Korrektionen erforderlich: Wegen der Brechung sind nämlich die Winkel in der Luft größer als die Winkel im Innern des Glases. Ferner tritt infolge der Brechung im Innern des Prismas ein Verlust an Intensität ein, welcher mit wachsendem Winkel größer wird.

Die erhaltenen Werte sind in Figur 2 graphisch dargestellt. Die Intensitäten sind hier als Ordinaten aufgetragen und die Winkel als Abszissen. Die beobachteten Werte sind, unter Berücksichtigung der Korrektion wegen des kleinen Verlustes infolge der inneren Reflektion, als kleine Kreise eingetragen, während

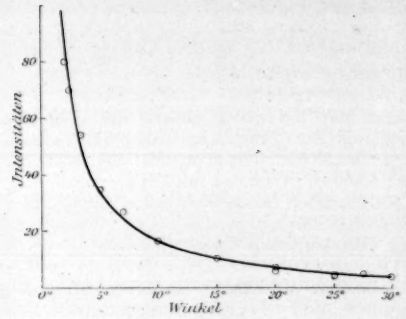


Fig. 2.

die ausgezogene Kurve durch dieselben die theoretische Kurve ist, wie sie sich berechnet unter der Annahme, daß die Intensität der von jedem fluoreszierenden Molekül ausgehenden Strahlung von der Richtung im Innern des Glases unabhängig ist. Unter diesen Bedingungen würde sich die Beleuchtungsintensität der Oberfläche verdoppeln, so oft die scheinbare Fläche durch Verkürzung halbiert wird. Wie ersichtlich sein wird, scheint diese Bedingung sehr nahezu erfüllt zu sein, obwohl genaue Messungen zwischen null und fünf Grad schwierig waren. Die Fluoreszenzstrahlung gehorcht also im Innern des Mediums demselben Gesetz, welches für ein durchsichtiges strahlendes Gas gilt. Außerhalb des Mediums, das heißt in der Luft, liegt die Sache wesentlich anders. Die spezifische Intensität der Oberfläche ist am größten bei Betrachtung in Richtung der Normalen, während bei streifendem Austritt überhaupt kaum noch irgendwelches Fluoreszenzlicht zu sehen ist. Das rührt ohne Zweifel von der Brechung her, denn die bei streifender Inzidenz austretenden Strahlen fielen auf die Grenzfläche sehr nahezu unter dem kritischen Winkel ein, und ein großer Teil der Energie wird somit bei der Reflektion eingebüßt. Es ist weiterhin klar, daß ein von einem fluoreszierenden Molekül unterhalb der Oberfläche ausgehender Strahlenkegel, welcher einen körperlichen Winkel vom doppelten Betrage des kritischen Winkels für Glas umfaßt, daß ein solcher Strahlenkegel nach der Brechung beim Austritt in die Luft sich zu einem Kegel von 180^0, das heißt über eine Halbkugel, ausbreitet. Die Intensität im Innern des Mediums wird in entsprechendem Maße durch totale Reflektion erhöht; praktisch wird sie tatsächlich innerhalb eines gegebenen räumlichen Winkels verdoppelt. Um das Vorhandensein dieser Reflektion der fluoreszierenden Schicht an der Grenzfläche zwischen den beiden Medien nach-

zuweisen, braucht man nur einen Quarzwürfel dicht vor die fluoreszierende Oberfläche zu stellen und einen kleinen Tropfen Glyzerin zwischen beide zu bringen. Der Quarz und das Glyzerin sind beide vollkommen durchsichtig für die von dem Funken ausgehende Strahlung, welche die Fluoreszenz erregt; folglich rühren alle Veränderungen, welche man beobachtet, allein von der Änderung des Brechungsvermögens des Mediums vor der Glasoberfläche her. Man wird finden, daß die Intensität der Fluoreszenz der mit dem Glyzerin in Berührung stehenden Oberfläche, von der Seite des Glases aus betrachtet, viel geringer ist als die der umgebenden Oberfläche, während sie, von der Seite des Quarzes her gesehen, viel größer ist. Eine eingehendere Untersuchung würde sich ausführen lassen, wenn man die Brechungsindices der Medien zu beiden Seiten der fluoreszierenden Oberfläche einander gleichmachen oder sie nach Belieben verändern könnte; es ist jedoch schwer oder gar unmöglich, geeignete Medien zu finden, welche durchlässig sind für die ultravioletten Wellen, die die Fluoreszenz erregen. Versucht man, diese Schwierigkeit dadurch zu umgehen, daß man Medien verwendet, welche unter der Einwirkung weniger leicht absorbierbarer Strahlungen fluoreszieren, so hat man es nicht mehr mit einer Fluoreszenz zu tun, welche auf die erforderliche geringe Tiefe der Schicht beschränkt ist.

Die Frage nach dem Zusammenhang zwischen der Fluoreszenz und dem Gesetz von Lambert ist von Lommel in einer in Wiedemanns Annalen erschienenen Arbeit[1]) diskutiert worden. Lommel leitet in dieser Arbeit das Lambertsche Gesetz für ein Medium ab, welches ein hohes Absorptionsvermögen besitzt und infolge seiner hohen Temperatur Licht aussendet. Er wendet nun dieselbe Methode auf ein teilweise transparentes Medium und auf fluoreszierende Medien an und gelangt so zu der Folgerung, daß in diesen Fällen die Emission nicht proportional dem Cosinus des Winkels ist, sondern proportional einer gewissen Funktion des Cosinus, welche für senkrechte Emission den Wert 1 und für Emission unter einem Winkel von 90° den Wert 0 hat. In diesen Fällen müßte eine ausgesprochene Zunahme der spezifischen Intensität auftreten, wenn die Oberfläche der Strahlungsquelle verkürzt wird, aber diese Zunahme würde nicht so groß sein wie bei einer Gasflamme oder bei dem fluoreszierenden Prisma, welches wir betrachtet haben. Um diese Zunahme der scheinbaren Intensität zu beobachten, tauchte Lommel ein Gefäß, in dem das fluoreszierende Medium enthalten war, in einen Trog mit Wasser und betrachtete nun die leuchtende Oberfläche unter verschiedenen Winkeln. Lommel nahm an, daß sein fluoreszierendes Medium die Fluoreszenzstrahlungen teilweise absorbierte; in dieser Hinsicht würde es sich also von dem bei unseren hier besprochenen Versuchen verwendeten Kronglas unterscheiden, welches fast vollkommen durchlässig ist für das blaue Fluoreszenzlicht, welches es aussendet. Aus unseren vorstehenden Erörterungen erhellt, daß die Intensität der fluoreszierenden Oberfläche, wenn man sie von der Seite der Luft her unter verschiedenen Winkeln betrachtet, durch die Brechung erheblich beeinflußt wird. Naturgemäß ist zu erwarten, daß die in geringer Tiefe im Innern des Mediums entspringenden Strahlen beim Austritt in die Luft gebrochen werden; dagegen ist nicht ganz klar ersichtlich, was mit der Strahlung geschehen wird, welche aus der Molekülschicht der Oberfläche hervorgeht. Millikan gelangte auf Grund einer Untersuchung über die Polarisation des Fluoreszenzlichtes zu dem Schlusse, daß diese Strahlungen in derselben Weise gebrochen werden wie Strahlungen, die aus einer endlichen Tiefe im Innern des Mediums hervorkommen. Was nun die durch Licht erregte Fluoreszenz betrifft, so ist es wahrscheinlich, daß die strahlende Schicht eine beträchtliche Dicke im Vergleich zum Durchmesser der Moleküle besitzt, denn das Licht dringt zweifellos bis zur Tiefe von einer oder zwei Wellenlängen ein. Es erschien möglich durch Fluoreszenzerregung mittels Kathodenstrahlen einen Effekt von mehr oberflächlicher Natur zu erhalten. Es wurde deshalb eine Glaskugel in einer Vakuumröhre der Kathode gegenüber montiert, doch fand es sich, daß die Erscheinung die gleiche war wie bei Beleuchtung mit ultraviolettem Licht. Die Röhre war so konstruiert, daß man die Kugel entweder von Kathodenstrahlen oder von Kanalstrahlen treffen lassen konnte, und es zeigte sich nun, daß, wenn man die letzteren auf die Kugeloberfläche fallen ließ, daß dann eine Fluoreszenz auftrat, welche dem Lambertschen Gesetz nicht gehorchte; das Licht erschien nämlich ringsum an der Seite der Kugel, wo die Oberfläche beträchtlich verkürzt war, sehr viel intensiver. Dieses Licht zeigt bekanntlich die *D*-Linien sehr stark und rührt zweifellos von einer dünnen Gasschicht her, die fest an der Oberfläche haftet. Indessen ist es möglich, daß wir es in diesem Falle mit einer nur von den Molekülen der Oberfläche ausgehenden Lichtemission zu tun haben, mit anderen Worten: mit dem Effekt, nach welchem wir bei der durch Kathodenstrahlung erregten Phosphoreszenz gesucht haben. Die Kanalstrahlen haben ohne Zweifel ein viel geringeres Durchdringungsvermögen und können eine reine Oberflächenphosphores-

1) Wied. Ann. **10**, 449, 1880.

zenz erregen. Meine persönliche Ansicht von der Sache ist indessen die, daß die Natriummoleküle vollständig aus dem Medium in Freiheit gesetzt worden sind, denn die strahlende Schicht scheint dem gleichen Gesetz zu gehorchen, welches für eine Gasflamme gilt. Man kann den Effekt an den Kanalstrahlröhren der gewöhnlichen Form sehen, wie sie von den Instrumentenbauern geliefert werden; die gelbe Phosphoreszenz erscheint hier viel heller in den Partien, welche in beträchtlicher Verkürzung gesehen werden. Die allerbeste Methode jedoch ist, eine flache Steinsalzplatte in eine Kanalstrahlenröhre zu bringen; dann erhält man nämlich eine glänzende gelbe Lichtlinie, wenn man die Oberfläche unter einem Winkel von 85° gegen die Normale betrachtet.

Eine Untersuchung des gelben Lichtes mittels eines großen Spektrographen mit drei Prismen zeigte, daß die *D*-Linien ebenso schmal waren wie bei einer Natriumflamme, und es ist höchstwahrscheinlich, daß die Moleküle an der Oberfläche eines festen Körpers eine derartige Strahlung auszusenden vermögen. Professor Rutherford hat kürzlich gezeigt, daß die Intensität der von radioaktiv gemachten ebenen Oberflächen ausgehenden Strahlung von der Richtung unabhängig ist, das heißt, daß hier dasselbe Gesetz gilt wie bei den Röntgenstrahlen. Zum Beweise für diesen Sachverhalt bediente sich Professor Rutherford der folgenden überaus sinnreichen Anordnung: Er überzog die Flächen kurzer Prismen mit dünnen Schichten von radioaktivem Material und stellte die Prismen dann auf photographische Platten. Er erhielt dann eigentümliche sternförmige Zeichnungen, welche sich als in vollkommener Übereinstimmung mit der Theorie stehend erwiesen, nach der die Strahlungsintensität von der Richtung unabhängig sein muß.

Es ist mir gelungen, Oberflächen herzustellen, welche in die Luft nach eben demselben Gesetz Licht ausstrahlen, und ich habe photographische Abbildungen erhalten, welche denen, die Herr Rutherford gewonnen hat, durchaus ähnlich sind. Zu diesem Zwecke braucht man nur ein wenig fein gepulverte Balmainsche Leuchtfarbe in einer Schachtel zu schütteln, den Körper, welchen man leuchtend machen will, in die Schachtel zu bringen, und dann den in der Luft suspendierten Staub sich auf die Oberflächen niederschlagen zu lassen. Der Abstand zwischen den leuchtenden Teilchen muß mehrfach so groß sein wie ihr mittlerer Durchmesser. Setzt man eine solche Oberfläche dem Lichte einer Bogenlampe aus und beobachtet sie im dunklen Raume, so wird man finden, daß ihre spezifische Intensität bei der Verkürzung zunimmt. Überzieht man die äußere Oberfläche eines Zylinders mit dem Pulver, setzt sie dem Lichte aus und beobachtet sie im Dunkeln, so werden die Kanten des Zylinders als leuchtende Linien von viel größerer Helligkeit als die übrige Oberfläche erscheinen. Man erkennt, daß dieser Versuch das Analogon zu dem ersten Rutherfordschen Experiment ist, bei welchem eine Lochkamera-Aufnahme eines radioaktiven Drahtes zwei parallele und dicht nebeneinander verlaufende Lichtlinien aufwies. Ich legte eine Schraubenmutter von quadratischem Querschnitt, deren Seiten mit dem Pulver überzogen waren, in der Dunkelkammer auf eine photographische Platte und erhielt nach einer Expositionsdauer von zwei Stunden ein Bild, welches dem von Professor Rutherford erhaltenen genau ähnlich war (s. Figur 3). Liegen die leuchtenden Teilchen

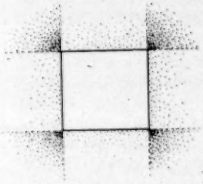


Fig. 3.

so nahe beieinander, daß sie sich gegenseitig nahezu oder gar ganz berühren, so folgt die von der Oberfläche ausgehende Strahlung dem Lambertschen Gesetz, welches sich hier als eine Folge der Schirmwirkung der Teilchen auf die von den benachbarten Teilchen herrührende Strahlung ergibt. Wir wollen nun annehmen, daß die leuchtenden Teilchen zu einer kontinuierlichen Oberfläche miteinander verschmelzen: Die unregelmäßigen Brechungen und Reflektionen, welche zusammen eine Schirmwirkung ergaben, werden nunmehr durch regelmäßige Brechung an der Oberfläche ersetzt, derart, daß alle Strahlen, welche auf die Oberfläche unter einem Winkel auffallen, der größer ist als der kritische, vollständig in das Medium zurückreflektiert werden. Es ist wahrscheinlich, daß für die Erklärung des Lambertschen Gesetzes für den Fall durchsichtiger Medien keine andere Wirkung als die der Brechung erforderlich ist, ein Ergebnis, zu welchem auch Uljanin gelangt ist.[1]) Weiter ist es wahrscheinlich, daß auch bei einer glühenden Metalloberfläche die Brechung eine bestimmte Rolle spielt, da ja das ausgesandte Licht unter gewissen Winkeln teilweise polarisiert ist. Man kann das Emissionsgesetz zurückführen auf die Absorption von Strahlungen, die von Punkten unterhalb

1) Wied. Ann. **62**, 528, 1897.

der Oberfläche ausgehen; diese Beziehung hat Lommel ausgearbeitet. Wir wissen indessen so wenig über die Natur der Schwingungen glühender Oberflächen von festen und flüssigen Körpern, daß es schwierig ist, irgendwelche einigermaßen exakte Auffassung von den Vorgängen zu formulieren, die für das Lambertsche Gesetz unmittelbar verantwortlich sind.

Vielleicht verdient es, erwähnt zu werden, daß vollkommene Unregelmäßigkeit der Schwingungsphasen erforderlich ist. Wenn es möglich sein würde, die schwingenden Teilchen an der Oberfläche einer weißglühenden Metallplatte auf gleiche Phase zu bringen, so würde die Platte eine ebene Welle aussenden und würde aufhören, sichtbar zu sein. Wir würden überhaupt kein Licht wahrnehmen, es sei denn, daß unser Auge sich auf irgendeiner Normalen zur Oberfläche befände, in welchem Falle wir dann einen sehr hellen Punkt in der Richtung der Normalen sehen würden.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 15. Mai 1906.)

BESPRECHUNGEN.

Deutscher Kamera-Almanach. II. Jahrgang 1906. Jahrbuch der Amateur-Photographie. Unter Mitwirkung von bewährten Praktikern herausgegeben von F. Loescher. 8. 280 S. mit einer Tondrucktafel, 47 Vollbildern und 107 Abbildungen im Text. Berlin, Gustav Schmidt. M. 3.50, gebunden M. 4,25.

Der Deutsche Kamera-Almanach erscheint in vornehmer Ausstattung zum zweiten Male, dem ersten, im vorigen Jahre von uns besprochenen Bande vollkommen gleichwertig.

Die große Zahl meistens sehr interessanter Bilder läßt einen Einblick in die Bestrebungen der internationalen Kunstphotographie tun; sind doch Werke deutscher, österreichischer, schweizer, französischer, skandinavischer, englischer und amerikanischer Künstler wiedergegeben.

Eine größere Reihe von Originalbeiträgen über Gegenstände der photographischen Technik oder Ästhetik von berufener Feder (wir nennen Aarland, Löscher, Demachy u. a.), sowie eine Übersicht der Fortschritte des Jahres auf photographischem Gebiete bilden den Inhalt des jedem Amateur und Fachphotographen zu empfehlenden Buches. Behrendsen.

(Eingegangen 23. Februar 1906.)

K. Rösen, **Grundzüge der Physik** mit einem Anhange: Chemie und Mineralogie. Zum Gebrauche für die mittleren Klassen höherer Lehranstalten. 8. XI u. 180 S. mit 195 Abbildungen. Leipzig, O. Leiner. 1906. M. 2,—, geb. M. 2,50.

Das für die Unterstufe bestimmte Buch dürfte seiner Bestimmung auf das trefflichste entsprechen. Die klare, anschauliche Darstellung in demselben ist dem Standpunkt der Schüler des bezüglichen Lebensalters durchaus angepaßt; überall wird an die Erfahrung des Lernenden angeknüpft, sein Beobachtungsvermögen angeregt. Stets erteilt der Verfasser dem Versuche das erste Wort und weiß durch ein reiches Material auf experimentellem Gebiete den Unterricht in der glücklichsten Weise zu beleben.

Fehlerhafte Auffassungen hat der Verfasser zwar sehr glücklich zu vermeiden gewußt, doch möchte ich einem Wunsche hier Ausdruck geben, der sich nicht allein auf das Rösensche, sondern auf die Mehrzahl ähnlicher Bücher bezieht. Warum wird der nebelhafte, für Schüler gänzlich unverständliche Begriff der „elektromotorischen Kraft", dieser Verlegenheitsausdruck Voltas, noch immer in das Vordertreffen geführt? Man kann ja auf der Oberstufe gelegentlich erwähnen, welche Bedeutung diesem allerdings eingebürgerten Ausdruck in Wirklichkeit beizumessen ist. So aber wie es gewöhnlich geschieht, wie auch R. p. 82 den Ausdruck unvermittelt einführt, muß derselbe in dem Schüler der Unterstufe, bei dem es sicherlich darauf ankommt, korrekte Begriffe zu erwecken, eine unrichtige Vorstellung erwecken. — Ist doch das, was man unter elektromotorischer Kraft versteht, alles andere wie eine „Kraft", deren Wesen dem Anfänger richtig zu vermitteln, doch so sehr wichtig wäre.

Es ist das der einzige Punkt, an dem ich einigen Anstoß nehmen möchte; vielleicht denken andere auch darüber weniger streng.

Wenn das Buch für die Unterstufe vielleicht etwas zu reichhaltig erscheint, so hat der Verfasser das mit Bedacht so eingerichtet und überläßt es dem Lehrer, eine Auswahl zu treffen. Jedenfalls kann das praktische und in jeder Weise treffliche Buch dringend empfohlen werden.

Behrendsen.

(Eingegangen 23. Februar 1906.)

Handbuch der Physik. Unter Mitwirkung zahlreicher Fachgenossen herausgegeben von A. Winkelmann. 2. Auflage. Lex. 8. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1905.

Vierter Band. II. Hälfte: Elektrizität und Magnetismus I. XIV. 630 S. mit 282 Abbildungen. M. 20,—.

Fünfter Band. I. Hälfte: Elektrizität und Magnetismus II. VIII. 515 S. mit 215 Abbildungen. M. 16,—.

Der erste dieser Teilbände umfaßt die Erscheinungen, die den Durchgang der Elektrizität durch Flüssigkeiten und Gase begleiten und enthält zugleich die Kapitel über Thermo-, Pyro- und Piezoelektrizität, der zweite Halbband handelt vom Magnetismus.

Ein Vergleich mit den entsprechenden Teilen der ersten Auflage zeigt im äußeren den Gewinn durch übersichtlicheren Druck und meist eine starke Vermehrung des gebotenen Stoffes, die Darstellung hat viele Umarbeitung erfahren und ist überall bis an den gegenwärtigen Stand des Wissens herangeführt. Durch die von der ersten Auflage beibehaltene Anordnung der elektrochemischen Kapitel tritt nicht hervor, daß sie durch gemeinsame Theorien und Meßmethoden verbunden sind: die Leitfähigkeit der Elektrolyte ist äußerlich an die der Metalle angeschlossen, dann folgt, durch andere Kapitel getrennt, 450 Seiten später die Theorie der galvanischen Elemente und endlich 100 Seiten weiter, werden im Kapitel Elektrolyse und Ionenwanderung erst die grundlegenden Anschauungen und Meßmethoden besprochen, wodurch die Darstellung des Gebietes hätte eingeleitet werden müssen.

Der Abschnitt über die Elektrizität in Gasen ist auf das Vierfache seines früheren Umfanges angewachsen. In diesem Raume werden die zahlreichen neuen Ergebnisse und Anschauungen dargestellt, auch die neu entdeckten radioaktiven Erscheinungen finden hier Platz. Die reichlichen Zitate auf Originalarbeiten sind in diesem Artikel meist nur an den entsprechenden Paragraphen im ganzen angeschlossen; dieses Verfahren macht das Erkennen der Anteile der einzelnen Arbeiten unmöglich.

Im zweiten Halbband hat der Magnetismus durch eine einheitliche Bearbeitung eine außerordentlich geschlossene und klare Darstellung erfahren, besonderes Gewicht ist auf die Meßmethoden gelegt, die durch zweckmäßige Figuren erläutert werden. Die Literatur ist bis zum Jahre 1904 einschließlich berücksichtigt.

G. Hoffmann.

(Eingegangen 22. März 1906.)

VI. Band: Optik. XX u. 1404 S. mit 388 Abbildungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1904 u. 1906. M. 44,—, gebunden M. 46,—.

Über die Brauchbarkeit des Winkelmannschen Handbuchs sind weiter keine Worte zu verlieren; es ist schon längst für jeden wissenschaftlich arbeitenden Physiker ein unumgänglich notwendiges Orientierungsmittel. Die neue Auflage besitzt die Vorzüge der ersten in erhöhtem Maße.

Die wissenschaftlichen Mitarbeiter der Firma Zeiß (Jena) haben für den vorliegenden Band die Darstellung der geometrischen Optik in weiterem Sinne übernommen, eine Tatsache, die für die unbedingte Zuverlässigkeit der betreffenden Artikel bürgt. H. Kayser hat den höchst anregenden Artikel über Spektralanalyse geschrieben, der von seinem Wert nichts verliert, auch wenn man nicht allen Anschauungen des Verfassers, namentlich über Strahlung der Gase, beistimmt. Ganz vortrefflich hat Pockels den Abschnitt über Beugung bearbeitet, inhaltlich und formell eine glänzende Leistung; ihm reihen sich würdig an die Aufsätze von Drude über Lichttheorien, die sich durch meisterhafte Beherrschung des schwierigen Stoffes auszeichnen. Auch die übrigen Darstellungen, deren Aufzählung im einzelnen uns hier zu weit führen würde, sind durchweg auf der Höhe.

Eine weitere Empfehlung erübrigt sich demnach.

Breslau. Cl. Schaefer.

(Eingegangen 30. Mai 1906.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurde der Ingenieur Paul Langer in Berlin zum Professor für Maschinenelemente an der Technischen Hochschule Aachen.

Gestorben der Direktor der Sternwarte in Bordeaux und Professor der physikalischen Astronomie an der dortigen Universität A. Rayet.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.